



**Recherche expérimentale de la brisure spontanée de symétrie électrofaible dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et d'une solution au problème de hiérarchie dans ATLAS. Participation à la préparation de l'électronique du calorimètre électromagnétique**

Marc Escalier

► **To cite this version:**

Marc Escalier. Recherche expérimentale de la brisure spontanée de symétrie électrofaible dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et d'une solution au problème de hiérarchie dans ATLAS. Participation à la préparation de l'électronique du calorimètre électromagnétique. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00009292

**HAL Id: tel-00009292**

**<https://theses.hal.science/tel-00009292>**

Submitted on 20 May 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

Spécialité : physique des particules

par

**Marc ESCALIER**

**Recherche expérimentale de la brisure spontanée de  
symétrie électrofaible dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et d'une  
solution au problème de hiérarchie dans ATLAS.  
Participation à la préparation de l'électronique du  
calorimètre électromagnétique.**

Soutenue le 05 avril 2005 devant la Commission d'examen

J. E.	Augustin	Président
L.	Fayard	Rapporteur
B.	Laforge	Directeur de thèse
D.	Pallin	Examineur
S.	Simion	Rapporteur
F.	Zomer	Examineur

A mon épouse Ling Ying  
A mes parents

## Résumé

Cette thèse s'articule autour de la compréhension du mécanisme de brisure spontanée de symétrie électrofaible dans l'expérience ATLAS au LHC, à travers deux thématiques complémentaires : la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et une recherche de dimensions supplémentaires dans le secteur des gluons. Par ailleurs, les tests de l'électronique du calorimètre électromagnétique ont permis de valider la conception des cartes contrôleur et maître SPAC, dont la responsabilité était liée au LPNHE.

Pour la recherche du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , l'utilisation de données de simulation complète du détecteur a permis de calculer de façon précise la résolution en masse du système diphotons. Concernant le bruit de fond de jets, une étude a été faite avec des variables discriminantes afin d'obtenir, pour une efficacité de 80 % d'identification des photons, un pouvoir de réjection des jets de l'ordre de 7000. Grâce aux progrès théoriques récents, le signal et le bruit de fond ont pu être étudiés à un ordre supérieur du développement perturbatif, ce qui augmente les sections efficaces. Le potentiel de découverte profite de cette augmentation des sections efficaces et augmente de 50 % par rapport à la même analyse faite au niveau fondamental (LO). Enfin, une nouvelle analyse utilisant une méthode de maximum de vraisemblance permet d'améliorer de l'ordre de 40 % le potentiel de découverte par rapport à notre propre analyse classique. Finalement, le boson de Higgs peut maintenant être découvert dans ce canal pour une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$  pour un Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ .

Par ailleurs, le problème de naturalité de la masse du Higgs peut être résolu par l'introduction de dimensions supplémentaires dans lesquelles les gluons peuvent se propager. Nous avons montré qu'il était possible de découvrir l'existence de dimensions supplémentaires jusqu'à une échelle de compactification de 15 TeV.

Mots clefs : Higgs, Photon, Dimensions supplémentaires, Kaluza-Klein, gluon, LHC, ATLAS, Calorimètre électromagnétique, Argon liquide, Electronique.



# Abstract

This thesis deals with the understanding of the spontaneous electroweak symmetry breaking mechanism in the ATLAS experiment at LHC collider, by studying two complementary thematics : the search for the Higgs boson in the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channel, and a search for extra dimensions in the gluon sector. Tests of the electronic of the electromagnetic calorimeter allowed to validate various cards that were under the responsibility of the LPNHE.

Using full simulation data of the detector allowed us to precisely compute mass resolution of the diphoton system. Due to recent theoretical improvements, signal and background have been studied at the next order of the perturbative development, which increases cross-sections. With regards to the jet background, a study has been done using discriminating variables in order to obtain, for a 80 % photons efficiency, a rejection factor of 7000. The discovery potential benefits from this change of cross-sections and increases by 52 % in comparison with the same analysis done at the leading order. In addition to this, a new analysis using a maximum likelihood method allowed us to increase by 40 % the discovery potential in comparison with our classical analysis. In conclusion, the Higgs boson of  $120 \text{ GeV}/c^2$  can be now discovered in this channel with an integrated luminosity of  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

Furthermore, naturality problem of the Higgs boson mass can be solved by introducing extra dimensions in which gluons can propagate. We have shown that it was possible to discover extra-dimensions up to a compactification scale of 15 TeV.

key words : Higgs, Photon, Extra-Dimensions, Kaluza-Klein, gluon, LHC, ATLAS, Electromagnetic Calorimeter, Liquid Argon, Electronics.

# Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien financier et matériel respectivement du CNRS dans le cadre de la bourse BDI et du laboratoire LPNHE Paris. Je tiens à remercier le jury d'admission de cette bourse d'avoir fait confiance en ma candidature et J.-E. Augustin, directeur du LPNHE, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour les moyens humains et matériels qu'il a pu mettre en œuvre pour permettre de bonnes conditions de travail.

Je remercie J.-E. Augustin, L. Fayard, B. Laforge, D. Pallin, S. Simion, F. Zomer de m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury, ainsi que Ph. Schwemling, chef de groupe d'ATLAS, et B. Laforge, directeur de thèse, pour m'avoir accueilli dans leur groupe.

J'exprime ma gratitude envers F. Derue pour les nombreuses aides techniques et discussions, en particulier sur le bruit de fond  $\gamma/jet$ .

Mes remerciements vont également aux membres du groupe A. Camard, F. Derue, S. Ferrag, A. Kaczmarska, B. Laforge, D. Lacour, I. Nikolic-Audit, M. W. Krasny, M. Ridel, Ph. Schwemling, F. Vannucci. Merci aussi à M. Schäfer, M. Wierls pour leur précieux conseils concernant la séparation  $\gamma/jet$ .

Je n'oublie pas les membres de l'équipe d'électronique M. Dhellot, O. Le Dortz, D. Martin et J. M. Parraud pour leur explications sur l'électronique du calorimètre électromagnétique, tout particulièrement Olivier pour ses explications très claires et sa grande patience.

Merci à C. Balazs, L. Fayard, M. Kado, C. Reifen, G. Unal pour les discussions et suggestions sur la recherche du Higgs, mais aussi les physiciens de l'IN2P3 que j'ai pu rencontrer au cours de conférences et séminaires.

Je remercie les thésards du laboratoire et de l'extérieur pour la bonne ambiance : Arnaud, Bruno, Cécile, Claire, Delphine, Gregory, Guillaume, Jean-Roch, Julie, Julien, Loïc, Manu, Mohamed, Muriel, Nicolas, Pierre, Saïd, les Sébastien, Stéphanie et ceux que j'ai pu oublié. Je souhaite bon courage à mes camarades qui n'ont pas fini leur thèse et à ceux qui s'engagent dans ce périple.

Merci à mon épouse Ling Ying, et aussi à mes amis d'enfance Greg, Hua, Jocelyn, Yan, pour leur soutien devant l'adversité.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>xi</b>
<b>1 Le Modèle Standard et le mécanisme de Higgs</b>	<b>1</b>
1.1 Les particules élémentaires . . . . .	2
1.1.1 Les constituants de la matière . . . . .	2
1.1.2 Les particules d'interaction . . . . .	3
1.2 Les théories de jauge . . . . .	4
1.2.1 Interaction électromagnétique (QED) . . . . .	4
1.2.2 Théorie de Yang-Mills . . . . .	5
1.2.3 Interaction forte : la Chromodynamique quantique (QCD) . . . . .	6
1.3 Le Modèle Standard . . . . .	7
1.3.1 Interaction avec les leptons . . . . .	8
1.3.2 Interaction avec les hadrons . . . . .	11
1.4 La brisure spontanée de symétrie . . . . .	12
1.4.1 Définition . . . . .	12
1.4.2 Analogie avec une transition de phase . . . . .	13
1.4.3 Le mécanisme de Higgs . . . . .	13
1.4.4 Masse des bosons dans le Modèle Standard . . . . .	16
1.4.5 Masse des fermions dans le Modèle Standard . . . . .	18
1.5 Les paramètres libres . . . . .	19
1.6 Phénoménologie du Higgs . . . . .	19
1.6.1 Contraintes sur la masse du Higgs . . . . .	19
1.6.1.1 Limites théoriques . . . . .	19
1.6.1.2 Limites expérimentales . . . . .	23
1.6.2 Recherche du Higgs au LHC . . . . .	27
1.6.2.1 $m_Z \leq m_H \leq 2m_Z$ : Higgs léger . . . . .	28
1.6.2.2 $2m_Z \leq m_H \leq 650 \text{ GeV}/c^2$ : Higgs intermédiaire . . . . .	30
1.6.2.3 $m_H \geq 650 \text{ GeV}/c^2$ : Higgs lourd . . . . .	30
1.6.3 Propriétés du Higgs . . . . .	31
1.6.4 Higgs supersymétrique du MSSM . . . . .	32
1.7 Autres mécanismes de brisure spontanée de symétrie . . . . .	35
1.7.1 Technicouleur . . . . .	35
1.7.2 Condensat $t\bar{t}$ . . . . .	36
1.7.3 Le modèle symétrique . . . . .	36
1.7.4 Le Little Higgs . . . . .	36
1.8 Conclusion . . . . .	37

<b>2</b>	<b>Le détecteur ATLAS</b>	<b>45</b>
2.1	Le LHC . . . . .	45
2.1.1	Caractéristiques . . . . .	47
2.2	L'expérience ATLAS . . . . .	48
2.3	Objectifs de physique . . . . .	50
2.4	Composition d'ATLAS . . . . .	50
2.4.1	Le détecteur interne . . . . .	51
2.4.1.1	Le détecteur à pixels . . . . .	52
2.4.1.2	Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs . . . . .	53
2.4.1.3	Le détecteur à rayonnement de radiation . . . . .	54
2.4.1.4	Performances . . . . .	55
2.4.1.5	Le champ magnétique . . . . .	55
2.4.2	Le système de calorimétrie . . . . .	56
2.4.2.1	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	56
2.4.2.2	Le calorimètre hadronique . . . . .	58
2.4.2.3	Le calorimètre avant . . . . .	62
2.4.3	Le spectromètre à muons . . . . .	63
2.4.3.1	Champ magnétique [13] . . . . .	63
2.4.3.2	Chambres de précision . . . . .	64
2.4.3.3	Chambres de déclenchement . . . . .	65
2.4.3.4	Performances . . . . .	66
2.4.4	Le système de déclenchement . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Le calorimètre électromagnétique</b>	<b>71</b>
3.1	Perte d'énergie des électrons et des positrons . . . . .	71
3.2	Perte d'énergie des photons . . . . .	72
3.3	Développement de la gerbe électromagnétique . . . . .	73
3.4	Performances attendues . . . . .	76
3.5	Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique . . . . .	79
3.5.1	Structure mécanique . . . . .	80
3.5.2	Calorimètre tonneau . . . . .	83
3.5.3	Calorimètre bouchon . . . . .	83
3.6	L'électronique associée . . . . .	84
3.6.1	Introduction . . . . .	84
3.6.2	Architecture générale du système . . . . .	87
3.6.3	Le système TTC . . . . .	89
3.6.4	Electronique frontale . . . . .	93
3.6.4.1	Structure des châssis FEC . . . . .	94
3.6.4.2	Les cartes d'acquisition FEB . . . . .	97
3.6.4.3	La carte contrôleur . . . . .	99
3.6.4.4	La carte de calibration . . . . .	101
3.6.4.5	Les cartes de déclenchement TBB et TDB . . . . .	102
3.6.4.6	Les cartes de monitoring . . . . .	102
3.6.5	Le lien série . . . . .	102
3.6.6	Electronique de prétraitement (backend (ROC)) . . . . .	105
3.6.6.1	Connexion des ROD avec les autres modules . . . . .	107
3.7	Tests d'intégration à BNL . . . . .	108
3.7.1	Objectifs des tests . . . . .	108
3.7.2	Dispositif expérimental . . . . .	112
3.7.3	Résultats obtenus . . . . .	114

3.7.3.1	Etudes du jitter . . . . .	114
3.7.3.2	Reconstruction du signal . . . . .	116
3.7.3.3	Tests spécifiques de la carte contrôleur et du lien SPAC . . . . .	118
3.7.4	Perspectives . . . . .	122
<b>4</b>	<b>Reconstruction des photons dans ATLAS</b>	<b>127</b>
4.1	La chaîne de simulation . . . . .	127
4.1.1	Géométrie du détecteur . . . . .	127
4.1.2	Outils de simulation . . . . .	128
4.1.3	Lots de données utilisés . . . . .	129
4.2	Acquisition et reconstruction des photons . . . . .	131
4.2.1	Le déclenchement . . . . .	131
4.2.2	Reconstruction des objets électromagnétiques . . . . .	133
4.2.3	Reconstruction des traces et des conversions . . . . .	136
4.3	Identification des photons et rejet des jets . . . . .	137
4.3.1	Critères de sélection . . . . .	138
4.3.1.1	Sélection de déclenchement . . . . .	138
4.3.1.2	Analyse hors ligne . . . . .	138
4.3.2	Examen plus approfondi des variables discriminantes . . . . .	143
4.3.2.1	Choix des coupures . . . . .	148
4.4	Performances de l'algorithme . . . . .	149
4.4.1	Identification des photons . . . . .	149
4.4.2	Réjection des jets . . . . .	153
4.4.2.1	Résultats . . . . .	154
4.5	Perspectives et conclusion . . . . .	156
4.5.1	Qualité de la discrimination des variables . . . . .	156
4.5.2	Corrélations entre les variables . . . . .	157
4.5.3	Analyse multidimensionnelle . . . . .	158
4.5.4	Amélioration de l'analyse . . . . .	160
4.5.5	Conclusion . . . . .	160
<b>5</b>	<b>Le canal <math>H \rightarrow \gamma\gamma</math></b>	<b>165</b>
5.1	Introduction . . . . .	165
5.2	Le bruit de fond . . . . .	168
5.2.1	Le bruit de fond irréductible . . . . .	168
5.2.1.1	Calculs au NLO . . . . .	170
5.2.1.2	Diphox . . . . .	170
5.2.1.3	ResBos . . . . .	171
5.2.1.4	Comparaison entre programmes Monte-Carlo . . . . .	173
5.2.1.5	Incertitudes sur le bruit de fond irréductible . . . . .	175
5.2.2	Le bruit de fond réductible . . . . .	177
5.3	Le signal . . . . .	180
5.3.1	Ordre NLO . . . . .	181
5.3.2	Les incertitudes . . . . .	183
5.3.2.1	Incertitudes dues aux densités de partons . . . . .	183
5.3.2.2	Incertitudes dues à l'échelle . . . . .	184
5.3.2.3	Incertitudes sur l'ordre du développement perturbatif . . . . .	184
5.3.2.4	Conclusion . . . . .	186
5.3.3	Distribution en impulsion transverse . . . . .	187
5.3.4	Simulation complète . . . . .	188

5.3.4.1	Reconstruction du vertex primaire . . . . .	188
5.3.4.2	Résultats . . . . .	190
5.4	Potentiel de découverte . . . . .	192
5.4.1	Analyse dite standard . . . . .	192
5.4.2	Méthode de maximum de vraisemblance . . . . .	197
5.5	Conclusion . . . . .	200
<b>6</b>	<b>Recherche de dimensions supplémentaires</b>	<b>207</b>
6.1	Introduction . . . . .	207
6.2	Les concepts de base . . . . .	208
6.2.1	Le modèle ADD, grandes dimensions supplémentaires . . . . .	209
6.2.2	Modèle de Randall-Sundrum . . . . .	210
6.2.3	Variantes . . . . .	211
6.3	Contraintes expérimentales . . . . .	212
6.3.1	Tests de la loi de gravitation à courte distance . . . . .	212
6.3.1.1	Expériences de lois de gravitation à faible distance . . . . .	213
6.3.2	Contraintes des accélérateurs et de l'astrophysique . . . . .	215
6.4	Recherche au LHC . . . . .	216
6.4.1	Les canaux envisagés . . . . .	216
6.4.2	Recherche dans le secteur des gluons . . . . .	218
6.4.2.1	Déviations des sections efficaces . . . . .	219
6.4.2.2	Recherche de résonances . . . . .	220
6.5	Conclusion . . . . .	222

# Introduction

Un des problèmes de la physique des particules moderne est de comprendre le mécanisme responsable de la brisure spontanée de symétrie électrofaible qui donne une masse aux particules. La solution la plus fréquemment envisagée est le mécanisme de Higgs qui prédit, suivant sa version standard ou supersymétrique, l'existence d'un ou de plusieurs bosons scalaires.

La recherche d'un tel boson scalaire auprès des accélérateurs a contraint la masse d'un éventuel boson de Higgs standard à se trouver entre  $114,4 \text{ GeV}/c^2$  et  $260 \text{ GeV}/c^2$  à 95 % de niveau de confiance. Pour couvrir ce domaine de masse encore possible, deux expériences généralistes sont en construction auprès de l'accélérateur LHC : ATLAS et CMS. Elles couvriront le domaine en masse de  $80 \text{ GeV}/c^2$  à  $1 \text{ TeV}/c^2$ , permettant un recouvrement avec les recherches précédentes. Si le boson de Higgs standard existe, il sera découvert au LHC.

Parmi les canaux de désintégration du Higgs, l'un des plus prometteurs à basse masse est le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  qui constitue le thème central de cette thèse. Dans ce cas, la largeur intrinsèque du boson de Higgs est très faible, de l'ordre du  $\text{MeV}/c^2$ , et permet de reconstruire une résonance si on dispose d'une excellente résolution expérimentale de la masse invariante des deux photons et d'une bonne réjection des jets identifiés comme photons.

Dans le premier chapitre, nous présenterons le Modèle Standard, qui décrit la matière et ses interactions dans le cadre des théories de jauge. Nous montrerons en particulier comment le mécanisme de Higgs permet de donner une masse à l'ensemble des particules. Nous présenterons les contraintes théoriques et expérimentales sur la recherche du Higgs avant le démarrage du LHC.

Dans le deuxième chapitre, nous présenterons le détecteur ATLAS. Le LPNHE est impliqué dans la construction du calorimètre électromagnétique à argon liquide et de son électronique d'acquisition. Ce détecteur sera détaillé dans le chapitre trois, avec son électronique associée. Les tests d'intégration de l'électronique frontale réalisés dans le cadre de cette thèse au Brookhaven National Laboratory seront présentés.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons la reconstruction des photons et la réjection des jets, qui constitue un bruit particulièrement important pour la recherche du Higgs en paire de photons. Dans le cinquième chapitre, nous présenterons



une étude du potentiel de découverte du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  reposant sur une estimation de l'ensemble des sections efficaces au NLO et une approche statistique innovante.

L'un des problèmes posés par le mécanisme de Higgs est l'existence de corrections radiatives provenant des autres échelles d'énergie, qui font diverger sa masse. Ce problème, lié au problème de hiérarchie, c'est-à-dire à l'existence de plusieurs échelles fondamentales dans la nature, peut être résolu par l'introduction de dimensions supplémentaires d'espace. L'existence de ces dernières peut se manifester par l'existence de nouvelles résonances qui peuvent être recherchées au LHC. Leur existence éventuelle aurait un impact sur l'évolution des couplages avec l'énergie puisque de nouveaux diagrammes correspondant à l'échange de ces résonances viennent altérer les équations du groupe de renormalisation habituelles. Le chapitre 6 présentera une analyse d'une phénoménologie possible pouvant survenir au LHC dans une telle situation.

# Chapitre 1

## Le Modèle Standard et le mécanisme de Higgs

La physique des particules a pour objectif de décrire la nature en termes de ses constituants fondamentaux, les particules, et des relations qu'elles entretiennent, les interactions. Il est ainsi apparu que la matière peut être décrite à partir de briques élémentaires en nombre assez limité. De même, un nombre restreint d'interactions fondamentales ont été identifiées : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte, et l'interaction gravitationnelle. De nos jours, il existe un cadre théorique, appelé Modèle Standard, pour décrire les constituants de la matière, et les interactions qui les gouvernent. Ce modèle découle de l'unification de la théorie de Gell-Mann [1] et Zweig [2], Gross, Politzer, Wilczek [3] pour l'interaction forte, et de la théorie de Glashow, Salam, Weinberg [4], pour l'interaction électrofaible, elle-même unification de l'interaction électromagnétique et de l'interaction faible.

Malgré le vaste succès du Modèle Standard dans sa description des résultats expérimentaux accumulés sur plusieurs décennies [5], la nature de la masse des particules élémentaires reste un mystère. On pense actuellement que les particules élémentaires ont intrinsèquement une masse nulle (pas de terme de masse dans le Lagrangien) et qu'elles acquièrent leur masse par un mécanisme dynamique. Le mécanisme prototype ayant permis de mettre effectivement en œuvre cette idée a été introduit dans les années 60 par Brout, Englert et Higgs [6]. Sa version minimale est associée au Modèle Standard sous le nom de mécanisme de Higgs standard et implique l'existence d'une particule scalaire (ou de plusieurs dans les versions supersymétriques) : le boson de Higgs. Cette particule n'a pas été découverte pour l'instant. Sa recherche constitue donc un enjeu considérable pour la confirmation de la validité du Modèle Standard et du mécanisme de Higgs. Néanmoins, la théorie peut s'avérer fautive et la découverte d'une nouvelle physique peut entraîner une modification profonde de notre conception de l'Univers.

Dans une première partie, nous présenterons les constituants fondamentaux de la matière : les particules élémentaires du Modèle Standard et les interactions. Puis nous présenterons les théories de jauge, c'est-à-dire le cadre théorique permettant de décrire les interactions des particules. Nous montrerons que le Modèle Standard

utilise ces théories de jauge pour décrire l'existence des particules d'interactions, les bosons de jauge. Enfin, nous montrerons comment le mécanisme de Higgs permet de donner une masse aux bosons et aux fermions. Puis nous résumerons les contraintes établies de manière théorique et expérimentale sur la masse du boson de Higgs. Enfin, nous présenterons la phénoménologie attendue au LHC dans le secteur du Higgs. L'étude du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , qui constitue le coeur de cette thèse, sera présentée aux chapitres 4 et 5.

## 1.1 Les particules élémentaires

### 1.1.1 Les constituants de la matière

Le Modèle Standard repose sur le fait que toute la matière peut être décrite par un nombre limité de constituants élémentaires de spin  $1/2$  appelés fermions. Il existe trois familles de fermions, chacune d'elles contenant deux leptons et deux quarks (tableau 1.1). La différence essentielle entre les 3 familles se fait par la masse des particules les constituant. Par exemple, les quarks  $u$ ,  $c$ ,  $t$ , ont les mêmes propriétés de charge, de spin, mais ont des masses très différentes, dont la hiérarchie n'est pas comprise.

	fermions	
	lepton	quark
1 <sup>ère</sup> famille (matière stable)	$\nu_e$ $e$	$u$ $d$
2 <sup>ème</sup> famille	$\nu_\mu$ $\mu$	$c$ $s$
3 <sup>ème</sup> famille	$\nu_\tau$ $\tau$	$t$ $b$

TAB. 1.1 – *Les différentes familles de fermions.*

Les leptons sont des particules fondamentales existant à l'état libre. Initialement, on pensait que les neutrinos étaient de masse nulle. Des résultats récents [7] montrent cependant qu'ils ont une masse non nulle. Les quarks sont des particules fondamentales n'existant pas à l'état libre et possédant une charge fractionnaire. La phénoménologie des baryons découverts dans les années 50 a nécessité l'introduction d'un nouveau nombre quantique supplémentaire [8], la couleur qui possède trois valeurs possibles. La structure en quarks de la matière hadronique est régie par l'interaction forte. La chromodynamique quantique (QCD) décrit le fait que les quarks n'existent pas à l'état libre. Ils s'associent et forment des hadrons, constitués de multiples particules. Deux principaux types de hadrons existent<sup>1</sup> : les mésons, constitués d'une paire de quark-antiquark, de spin entier, et les baryons, constitués de trois quarks, de spin demi-entier. Les masses des quarks sont déduites des masses des hadrons qu'ils constituent. Les hadrons contenant un quark  $c$ ,  $s$  ou  $b$  sont instables

<sup>1</sup>Des états multiquarks (tetraquarks, pentaquarks, ou hexaquarks) ont été observés en 2003 [9], dont la nature précise est encore en discussion.

et on accède à la masse des états liés en étudiant leur produits de désintégration. Le quark top a une durée de vie très faible ( $10^{-24}$  s), de sorte qu'il se désintègre avant de s'hadroniser. Sa masse peut être déduite de l'étude de ses produits de désintégration.

Le tableau 1.2 résume les propriétés des différents fermions fondamentaux dans le Modèle Standard. Chaque fermion possède sa propre antiparticule.

		particule		caractéristiques	
		nom	symbole	charge( $\times e$ )	masse ( $mc^2$ )
fermions	leptons	électron	$e^-$	-1	0,511 MeV
		muon	$\mu^-$	-1	105 MeV
		tau	$\tau^-$	-1	1,77 GeV
		neutrino électronique	$\nu_e$	0	< 3 eV
		neutrino muonique	$\nu_\mu$	0	< 0,19 MeV
		neutrino tauique	$\nu_\tau$	0	< 18,2 MeV
	quarks	up	$u$	+2/3	1,5 à 4 MeV
		down	$d$	-1/3	4 à 8 MeV
		strange	$s$	-1/3	80 à 130 MeV
		charm	$c$	+2/3	1,15 à 1,35 GeV
		beauty	$b$	-1/3	4,1 à 4,4 GeV
		top	$t$	+2/3	$178,0 \pm 4,3$ GeV

TAB. 1.2 – *Caractéristiques des particules de la matière [5].*

### 1.1.2 Les particules d'interaction

Les interactions entre les constituants de la matière sont réalisées par l'échange de particules élémentaires de spin entier : les bosons (tableau 1.3). Chaque boson est caractéristique d'une interaction fondamentale.

		caractéristiques			
		nom	charge ( $\times e$ )	masse ( $mc^2$ )	interaction
bosons		gluon	0	0	forte
		photon	0	0	électromagnétique
		$Z^0$	0	91 GeV	faible
		$W^+$	1	80 GeV	
		$W^-$	-1	80 GeV	
		graviton	0	0	gravitationnelle

TAB. 1.3 – *Caractéristiques des particules d'interaction.*

L'interaction forte agit entre les quarks. Elle explique leur confinement à l'intérieur des hadrons. Les gluons, particules de masse nulle et de spin 1, véhiculent cette interaction par l'intermédiaire de deux charges (une de couleur, une d'anticouleur) entre

les quarks. Comme le boson intermédiaire est de masse nulle, on pourrait s'attendre à ce que l'interaction soit de portée infinie. En fait, la chromodynamique quantique montre que l'interaction entre les quarks augmente avec la distance qui les sépare, les confinant ainsi dans les hadrons. Ainsi, la portée de l'interaction forte est de l'ordre de  $10^{-15}$  m et décroît exponentiellement au-delà.

L'interaction électromagnétique agit sur les particules chargées électriquement. Cette force est attractive entre deux particules de charges opposées et répulsive entre deux particules de charges identiques. Le photon, de masse nulle, véhicule cette interaction de portée infinie, suivant une loi en  $1/r^2$ .

L'interaction faible agit sur tous les fermions. Initialement introduite pour décrire la radioactivité  $\beta$ , elle est également impliquée dans une grande classe de phénomènes dans les interactions à plus haute énergie ( $\sqrt{s} \gtrsim M_W, M_Z$ , avec  $M_W \sim 80 \text{ GeV}/c^2$ ). Trois bosons véhiculent l'interaction faible :  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ .

L'interaction gravitationnelle, non incluse dans le Modèle Standard, agit sur tous les fermions de masse non nulle. Elle est la plus faible des interactions de la nature. Elle est attractive. Sa portée est infinie. Le graviton, particule de spin 2 et de masse nulle, véhiculerait cette interaction. Il n'a pas encore été mis en évidence.

## 1.2 Les théories de jauge

En physique des particules, on associe à toute particule un champ complexe, ou fonction d'onde, dépendant des coordonnées d'espace et de temps. On relie les invariants  $E$ ,  $\vec{P}$ ,  $\vec{L}$  à des symétries de la nature, c'est-à-dire à des symétries du Lagrangien. De manière théorique, cela s'exprime par le théorème de Noether : la loi de conservation d'une quantité physique correspond à une invariance du Lagrangien sous une opération de symétrie. On appelle transformation de jauge [10] une transformation qui agit sur la phase des champs. Nous allons montrer qu'en nécessitant une invariance de jauge locale, il apparaît naturellement les champs d'interaction.

### 1.2.1 Interaction électromagnétique (QED)

Pour une particule libre, la phase n'est pas observable car les quantités mesurables font intervenir les modules au carré de relations faisant intervenir les champs. Par conséquent, le Lagrangien doit être invariant par transformation de jauge globale. On constate en effet que le Lagrangien de Dirac pour un électron libre,

$$\mathcal{L}_e^{(0)}(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_e)\psi(x) \quad \text{avec } \bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0 \quad (1.1)$$

est invariant pour une transformation de jauge globale de la forme

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha} \psi(x) \quad (1.2)$$

Dans le cas de l'électrodynamique (QED), Weyl élaborait de 1919 à 1929 [11] le principe de transformation de jauge qui permet d'introduire naturellement l'existence du photon dans la théorie. Il constata que si on impose une transformation de

jauge locale (avec  $\alpha(x)$ ), le Lagrangien n'était plus invariant. Il montra néanmoins que l'invariance peut être rétablie à condition d'ajouter un champ vectoriel (le photon).

Considérons ainsi une transformation de jauge locale sous le groupe  $U(1)$  :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.3)$$

Le Lagrangien n'est pas conservé puisqu'il se transforme pour une transformation infinitésimale suivant :

$$\mathcal{L}_e^{(0)}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu(\partial_\mu + i(\partial_\mu\alpha(x))) - m_e)\psi(x) \quad (1.4)$$

En revanche, le Lagrangien se conserve si on remplace la dérivée partielle  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu(x)$ , et si les champs se transforment sous une transformation de jauge de la manière suivante :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.5)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.6)$$

Ainsi, Weyl a montré que le postulat de l'invariance du Lagrangien sous une transformation de jauge locale peut être interprétée comme la raison théorique de l'existence du photon. Plus précisément, le champ à ajouter peut s'écrire sur la base du générateur du groupe  $U(1)$ .

Le Lagrangien libre, invariant de jauge locale est donc :

$$\mathcal{L}_e^{(0)}(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) \quad \text{avec } \bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0 \quad (1.7)$$

Le Lagrangien complet s'obtient en ajoutant un terme dynamique pour le champ électromagnétique  $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$  avec  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x)$ . Les équations d'Euler-Lagrange associées conduisent aux équations de Maxwell. Le Lagrangien de Maxwell-Dirac est alors :

$$\mathcal{L}_{MD} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_e)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x) \quad (1.8)$$

Si le photon avait une masse, il faudrait ajouter au Lagrangien un terme  $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ . En particulier, le Lagrangien ne serait plus invariant sous une transformation de jauge locale : le photon doit être de masse nulle.

## 1.2.2 Théorie de Yang-Mills

En 1932, Heisenberg introduit le concept d'isospin pour décrire le proton et le neutron de masses approximativement égales et ayant le même comportement vis-à-vis de l'interaction nucléaire (interaction forte), comme 2 états d'une même particule : le nucléon. Ce concept d'isospin a été utilisé par la suite par Yang et Mills [12] qui, en 1954, ont étendu les théories de jauge dans le cas de groupes de

symétrie non-commutatifs. Dans le cas d'un groupe de symétrie  $SU(2)$ , les champs sont réunis sous forme de doublets de champs complexes  $\Psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ .

Le Lagrangien libre pour un doublet de  $SU(2)$  de masse  $m$  est :

$$\mathcal{L}^{(0)} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \quad (1.9)$$

Sous une transformation de jauge locale  $U = \exp\left(\frac{-i\vec{\tau}\vec{\theta}(x)}{2}\right)$ , le Lagrangien n'est pas invariant. Il est à nouveau possible de le rendre invariant en ajoutant 3 champs vectoriels. Ces champs supplémentaires s'écrivent sur la base des générateurs du groupe  $SU(2)$  :

$$B_\mu(x) = B_\mu^a(x)\frac{\tau_a}{2} \quad (1.10)$$

où  $\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ ,  $\tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$  sont les matrices de Pauli.

Par analogie avec l'électrodynamique quantique, on remplace les dérivées partielles  $\partial_\mu$  par des dérivées covariantes  $D_\mu = \partial_\mu + igB_\mu(x)$  où  $g$  est la constante de couplage d'une nouvelle interaction à partir des champs vectoriels  $B_\mu$ , et on utilise la transformation :

$$B_\mu(x) \rightarrow U(x)B_\mu(x)U^\dagger(x) + \frac{i}{g}(\partial_\mu U(x))U^\dagger \quad (1.11)$$

Pour le terme dynamique des bosons vecteurs, on introduit le tenseur  $B_{\mu\nu}$  :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu + ig[B_\mu, B_\nu] \quad (1.12)$$

dans lequel apparaît clairement le caractère non-commutatif des champs  $B_\mu$ , lié aux propriétés de  $SU(2)$ . Finalement, le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{SU(2)} = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}(x)B^{\mu\nu}(x) \quad (1.13)$$

### 1.2.3 Interaction forte : la Chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte décrit la force responsable de la cohésion des hadrons constitués de partons : quarks et gluons. La théorie a été développée par Gell-Mann [1], Zweig [2], Gross, Politzer, Wilczek [3] dans les années 60-70. Le Lagrangien libre s'écrit :

$$\mathcal{L}_q^{(0)} = \sum_{j=1}^6 \bar{q}^j(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_j)q^j(x) \quad (1.14)$$

avec  $q^1 = u, q^2 = d, q^3 = s, q^4 = c, q^5 = b, q^6 = t$ , et chaque champ de quarks possède 3 composantes de couleurs :

$$q^j = \begin{pmatrix} q_1^j \\ q_2^j \\ q_3^j \end{pmatrix}$$

La description de l'interaction forte se fait par analogie avec l'interaction faible et l'électrodynamique quantique (QED). En imposant la conservation du Lagrangien sous une transformation de jauge  $SU(3)$  de couleur, il est nécessaire d'introduire 8 champs : les gluons  $G_\mu^a$ . De façon similaire à l'électrodynamique quantique et à l'interaction faible, on remplace les dérivées partielles  $\partial_\mu$  par des dérivées covariantes  $D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu(x)$  où  $g_s$  est la constante de couplage de l'interaction forte, et on utilise la transformation :

$$G_\mu(x) \rightarrow G'_\mu(x) = U(x)G_\mu(x)U^\dagger(x) + \frac{i}{g_s}(\partial_\mu U(x))U^\dagger \quad (1.15)$$

Les champs  $G_\mu$  se décomposent sur la base des matrices de Gell-Mann  $\lambda_a$ , générateurs du groupe  $SU(3)$  :

$$G_\mu(x) = G_\mu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_4 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \lambda_5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_6 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \lambda_7 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Pour le terme de dynamique des gluons, on introduit le tenseur  $G_{\mu\nu}$

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + ig_s [G_\mu, G_\nu] \quad (1.17)$$

Finalement, le Lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{j=1}^f \bar{q}^j(x) (i\gamma^\mu D_\mu - m_j) q^j(x) - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}(x) G^{\mu\nu}(x) \quad (1.18)$$

## 1.3 Le Modèle Standard

Au milieu des années 60, Glashow, Salam, Weinberg [4] ont introduit un groupe de symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  unifiant l'interaction électromagnétique et l'interaction faible. Le Modèle Standard [13] qui en découle est une théorie de jauge dont les symétries sont  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Dans ce groupe,  $C$  représente la couleur qui est la charge d'interaction pour l'interaction forte.  $L$  représente le fait que seuls les doublets gauches se transforment sous  $SU(2)$ .  $Y$  représente l'hypercharge pour le groupe  $U(1)$ . Le groupe de jauge s'obtient en ajoutant le Lagrangien de  $SU(3)$  avec celui de  $SU(2) \times U(1)$ . Nous décrirons donc ici  $SU(2) \times U(1)$  afin de montrer comment les champs de  $W$ ,  $Z$  et photon apparaissent naturellement et interagissent avec les particules. Nous commencerons par les leptons. Le procédé sera généralisé aux quarks en tenant compte du fait que ces derniers se mélangent. Le tableau 1.4 résume la classification des particules en doublets d'isospin faible de chiralité gauche et en singulet de chiralité droite.



			T	$T_3$	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0
			$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
			$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$u_R$	$c_R$	$t_R$	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
$d_R$	$s_R$	$b_R$	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.4 – Classification des particules en doublets et singulets d'isospin.

### 1.3.1 Interaction avec les leptons

Le modèle suppose l'existence de deux types de particules (les leptons), une particule de type électron de charge  $e$ , et une particule de type neutrino de charge nulle. Chacune de ces particules existe en trois familles. Ces leptons contiennent l'électron, le muon, le tau et les neutrinos associés, neutrino électronique, neutrino muonique, neutrino tauique. Un nombre quantique est associé à chaque famille ( $L_e = L_\nu = 1$ ,  $L_{\bar{e}} = L_{\bar{\nu}} = -1$ ).

Dans le cadre de l'interaction faible, seule la partie gauche du neutrino se couple dans la désintégration  $\beta$  [14]. On peut alors décomposer tout champ de Dirac  $\psi$  en une partie droite et une partie gauche, constituant deux chiralités :

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) \text{ avec } \psi_L(x) = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi(x) \text{ et } \psi_R(x) = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi(x) \quad (1.19)$$

Si la masse des champs était conservée dans le Lagrangien, il apparaîtrait un terme :

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R) \quad (1.20)$$

Puisque les composantes gauches des fermions sont des doublets de  $SU(2)$  et que les composantes droites sont singulets de  $SU(2)$ , un tel terme de masse ne serait pas<sup>2</sup> invariant de  $SU(2)$ . Les masses des particules seront donc prises comme nulles par la suite. Le problème de la masse des particules sera abordé ultérieurement dans ce chapitre, avec le mécanisme de Higgs.

Le Lagrangien libre s'écrit, en choisissant  $l$  et  $\nu_l$  respectivement un lepton et le neutrino associé :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\nu}_l i\gamma^\mu \partial_\mu \nu_l + \bar{l} i\gamma^\mu \partial_\mu l \quad (1.21)$$

---

<sup>2</sup>En effet, le produit d'un doublet et d'un singlet n'est pas invariant sous des rotations de  $SU(2)$ .

Si on réunit les fermions sous forme de doublets de leptons gauches et de deux singulets de leptons droits, on peut assurer une symétrie et les faire apparaître naturellement dans le Lagrangien de Dirac :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_{l_L} \\ l_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad (1.22)$$

$$\psi_2 = \nu_{l_R} = (\nu_e)_R \quad (1.23)$$

$$\psi_3 = l_R = e_R^- \quad (1.24)$$

Le Lagrangien de Dirac pour ces fermions, dans l'approximation de masse nulle, s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_0 = \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_j \quad (1.25)$$

En plus d'être invariants sous une transformation de jauge de  $SU(2)$ , les doublets et singulets d'isospin sont également invariants sous des transformations de phase :

$$\begin{pmatrix} \nu_{e_L}(x) \\ e_L(x) \\ e_R(x) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} e^{i\phi} & & \\ & e^{i\phi'} & \\ & & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{e_L}(x) \\ e_L(x) \\ e_R \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Il serait satisfaisant d'utiliser deux jauges locales, en analogie avec la transformation de jauge  $U(1)$  de Weyl. Cependant, cela conduirait à deux bosons de jauge sans masse. Il y aurait alors 2 types de photons, ce qui n'est pas constaté dans la nature. On considère alors des transformations de type  $e^{i \frac{Y_j}{2} \alpha(x)}$  pour le groupe  $U(1)_Y$  où  $Y$ , l'hypercharge est un opérateur. L'introduction de cet opérateur va permettre, lors de l'introduction des champs pour conserver le Lagrangien (un champ pour la transformation de jauge locale  $U(1)_Y$ , 3 champs pour la transformation de jauge locale  $SU(2)_L$ ) d'introduire un unique champ vecteur de l'électromagnétisme et 3 champs vecteurs de l'interaction faible ( $W^\pm$ ,  $Z^0$ ). Ainsi, le Lagrangien doit être invariant sous la transformation de jauge locale

$$\psi_j(x) \rightarrow e^{+i\tau \frac{\alpha(x)}{2}} e^{i \frac{Y_j}{2} \beta(x)} \psi_j(x) \quad (1.27)$$

où  $Y$  est l'hypercharge : le nombre quantique interne reliant la charge électrique à l'isospin faible dans la relation de Gell-Mann et Nishijima<sup>3</sup> [15] :  $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$ . Ainsi, pour donner une charge nulle au neutrino et une charge -1 à l'électron, on impose  $Y_1 = -1$  pour le doublet gauche,  $Y_2 = 0$  pour le neutrino droit et  $Y_3 = -2$  pour l'électron droit  $e_R$ .

Pour assurer la conservation du Lagrangien dans la transformation de jauge, on remplace la dérivée partielle  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $D_\mu$  :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y_j}{2} B_\mu \quad (1.28)$$

$$W_\mu^i(x) \rightarrow W_\mu^i(x) - \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^i + \epsilon_{ijk} \alpha^j(x) W_\mu^k(x) \quad (1.29)$$

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x) \quad (1.30)$$

---

<sup>3</sup>On a le choix dans la définition de  $Y$  qui permet de conserver deux nombres quantiques additifs  $T_3$  et  $Q$ . On trouve dans certaines références  $Q = T_3 + Y$ .

Le Lagrangien s'écrit alors en ajoutant la partie dynamique :

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x) i \gamma^\mu D_\mu \psi(x) - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}(x) W^{\mu\nu}(x) - \frac{1}{4} B_{\mu\nu}(x) B^{\mu\nu}(x) \quad (1.31)$$

où

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig [W_\mu, W_\nu] \quad (1.32)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.33)$$

avec  $D_\mu = \partial_\mu + ig W_\mu^a(x) T_a + ig' B_\mu(x) \frac{Y}{2}$  et  $T_a = \frac{1}{2} \tau_a$ , où  $\tau_a$  sont les matrices de Pauli.  $T_a$  et  $Y$  forment une représentation des générateurs du groupe  $SU(2) \times U(1)$ .

Une fois introduit l'opérateur de dérivée covariante à la place de la dérivée partielle, on peut décomposer le Lagrangien en deux parties : une partie pour le Lagrangien de Dirac  $\mathcal{L}_0$ , et une partie de champ de jauge  $\mathcal{L}_C$  qui véhicule un courant de champs :

$$\mathcal{L}_1 = \sum_j \bar{\psi}_j i \gamma^\mu D_\mu \psi_j = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_C \quad (1.34)$$

avec

$$\mathcal{L}_C = - \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j i \gamma^\mu \left( g \frac{\tau}{2} W_\mu + g' \frac{Y_j}{2} B_\mu \right) \psi_j \quad (1.35)$$

Ce Lagrangien de courant  $\mathcal{L}_C$  se décompose en une contribution qui véhicule des champs chargés (le Lagrangien chargé  $\mathcal{L}_{CC}$ ) et une contribution véhiculant des champs neutres (le Lagrangien non chargé  $\mathcal{L}_{NC}$ ).

En introduisant  $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp i W_\mu^2)$ , le courant chargé peut s'exprimer sous la forme de l'interaction entre un courant chargé avec les champs de jauge  $W_\mu^+(x)$  et  $W_\mu^-(x)$  :

$$\mathcal{L}_{CC} = \sum_{l, \nu_l, l=e, \mu, \tau} -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( j_{CC}^\mu W_\mu^+ + j_{CC}^{\mu\dagger} W_\mu^- \right) \quad \text{avec} \quad j_{CC}^\mu = \bar{\nu}_l \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) l \quad (1.36)$$

Le Lagrangien non chargé s'écrit :

$$\mathcal{L}_{NC} = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left( g \frac{\tau_3}{2} W_\mu^3 + g' Y_j B_\mu \right) \psi_j \quad (1.37)$$

En développant ce Lagrangien, compte tenu de  $\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ ,  $\psi_2 = (\nu_e)_R$ ,  $\psi_3 = e_R^-$ , et du fait que  $\tau_3$  n'agit pas sur les singulets, on trouve :

$$\mathcal{L}_{NC} = \left( \frac{g}{2} W_\mu^3 + g' \frac{Y_1}{2} B_\mu \right) \bar{\nu}_{eL} \gamma^\mu \nu_{eL} \quad (1.38)$$

$$- \left( \frac{g}{2} W_\mu^3 - g' \frac{Y_1}{2} B_\mu \right) \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \quad (1.39)$$

$$+ g' \frac{Y_2}{2} B_\mu \bar{\nu}_{eR} \gamma^\mu \nu_{eR} \quad (1.40)$$

$$+ g' \frac{Y_3}{2} B_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \quad (1.41)$$

Comme nous l'avons vu  $Y_1 = -1$ . Le neutrino n'étant pas chargé, il ne peut pas se coupler avec le champ électromagnétique. Le facteur devant  $\bar{\nu}_{e_L} \gamma^\mu \nu_{e_L}$  peut être identifié avec le champ  $Z_\mu$ . On introduit donc deux champs orthogonaux :

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.42)$$

On définit  $\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$  et  $\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ , ce qui donne les relations :

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \quad (1.43)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \quad (1.44)$$

On peut alors séparer le Lagrangien neutre en une contribution de  $A_\mu$  et une contribution de  $Z_\mu$  :  $\mathcal{L}_{NC} = \mathcal{L}_{NC}^Z + \mathcal{L}_{NC}^A$  avec :

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left( g \frac{\tau_3}{2} \cos \theta_W - g' \frac{Y_j}{2} \sin \theta_W \right) \psi_j Z_\mu \quad (1.45)$$

$$\mathcal{L}_{NC}^A = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu \left( g \frac{\tau_3}{2} \sin \theta_W + g' \frac{Y_j}{2} \cos \theta_W \right) \psi_j A_\mu \quad (1.46)$$

En tenant compte de  $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$ , on a :

$$\mathcal{L}_{NC}^A = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (e Q_j) \psi_j A_\mu \quad (1.47)$$

Le Lagrangien d'interaction avec le boson  $Z_\mu$  peut s'écrire comme l'interaction entre le champ  $Z_\mu$  et un courant neutre  $j_{NC}^\mu$  :

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} j_{NC}^\mu Z_\mu \quad \text{avec} \quad j_{NC}^\mu = \sum_j \bar{\psi}_j \gamma^\mu (\tau_3 - 2Q_j \sin^2 \theta_W) \psi_j \quad (1.48)$$

Finalement, le Lagrangien de Glashow-Salam-Weinberg pour la partie leptonique s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.49)$$

### 1.3.2 Interaction avec les hadrons

Nous allons maintenant étendre le Modèle Standard que nous avons construit pour les leptons pour prendre en compte l'interaction faible et électromagnétique pour les hadrons. Cabibbo montra en 1963 [16] que les quarks se mélangeaient, c'est-à-dire que les états propres de masse et d'interaction sont différents. Dans le Lagrangien, le courant à utiliser pour les quarks est  $h^\alpha = \bar{u} \gamma^\alpha (1 - \gamma^5) d_C$ , où  $u$  et  $d_C = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s$  sont les états propres d'interaction de la famille considérée.

Avant la découverte du quark  $b$  et donc de la troisième famille, on supposait que le mélange avait lieu entre les états  $d$  et  $s$ . En 1973, Kobayashi et Maskawa

[17] ont étendu le mécanisme de Cabibbo à tous les quarks. On considère alors les combinaisons suivantes, réunies dans la matrice CKM :

$$d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \quad (1.50)$$

$$s' = V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \quad (1.51)$$

$$b' = V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \quad (1.52)$$

On suppose alors que l'interaction faible se couple aux doublets d'isospin gauche.

$$q_{1L} = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad q_{2L} = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad q_{3L} = \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (1.53)$$

Les transformations sous SU(2) sont identiques, mais à cause de la charge fractionnaire, on a les transformations suivantes sous U(1) pour les parties gauches et droites  $q_j \rightarrow e^{i\frac{Y_j}{2}\theta(x)}q_j$ , soit :

$$q_L \rightarrow e^{i\theta(x)/6}q_L \quad (1.54)$$

$$u_R \rightarrow e^{i2\theta(x)/3}u_R \quad (1.55)$$

$$d'_R \rightarrow e^{-i\theta(x)/3}d'_R \quad (1.56)$$

Par analogie avec le cas leptonique, on peut écrire les Lagrangiens non chargés et chargés en interaction avec les courants hadroniques sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NC}^A &= \sum_{q=u,d,c,s,t,b} \bar{q}_j \gamma^\mu e Q_q q A_\mu \\ \mathcal{L}_{NC}^Z &= \sum_{q=u,d,c,s,t,b} -\frac{g}{2\cos\theta_W} \bar{q} \gamma_\mu (g_v - g_a \gamma_5) q Z^\mu \\ \mathcal{L}_{CC} &= \sum_{q=u,c,t} \sum_{q'=d,s,b} -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( \bar{q} \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} V_{qq'} q' W_+^\mu + \bar{q}' \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} V_{qq'}^* q W_-^\mu \right) \end{aligned} \quad (1.57)$$

## 1.4 La brisure spontanée de symétrie

Nous avons vu que l'introduction des transformations de jauge locale faisait apparaître naturellement les bosons  $W$  et  $Z$ . Ceux-ci ont été observés avec une masse non nulle, comme nous le verrons par la suite. Un mécanisme pour leur donner une masse au niveau théorique a été proposé par P. Higgs dans les années 60, reposant sur une brisure spontanée de symétrie.

### 1.4.1 Définition

La brisure spontanée de symétrie est un phénomène par lequel un système physique perd un ou plusieurs degrés de libertés lorsqu'une variable (typiquement l'énergie) atteint un seuil. Il en résulte que les équations présentent des symétries que ne possèdent pas leurs solutions. L'un des exemples typiques de la brisure spontanée de symétrie est la transition de phase entre le paramagnétisme à haute énergie et le ferromagnétisme à basse énergie.

### 1.4.2 Analogie avec une transition de phase

En 1895, Pierre Curie a réalisé l'expérience consistant à chauffer un clou en Fer attiré par un aimant (Fig. 1.1). Lorsque la température dépasse 775 degrés celsius, le clou, auparavant attiré par l'aimant, tombe à la verticale comme si l'aimant n'agissait plus. L'explication est donnée par une description microscopique du clou, en utilisant la physique statistique. Chaque atome de fer possède un moment magnétique propre en interaction avec ceux des atomes voisins, mais il subit également l'agitation thermique. Lorsque la température est inférieure à la température de Curie, le matériau est dans la phase ferromagnétique. L'agitation thermique est faible et les interactions entre dipôles magnétiques les font s'aligner suivant une direction unique. En revanche, lorsque la température devient supérieure à la température de Curie, l'agitation thermique est suffisamment importante pour compenser les interactions magnétiques entre les dipôles, de sorte qu'ils sont orientés de façon aléatoire. Le matériau est dans sa phase paramagnétique et n'est plus attiré par l'aimant.

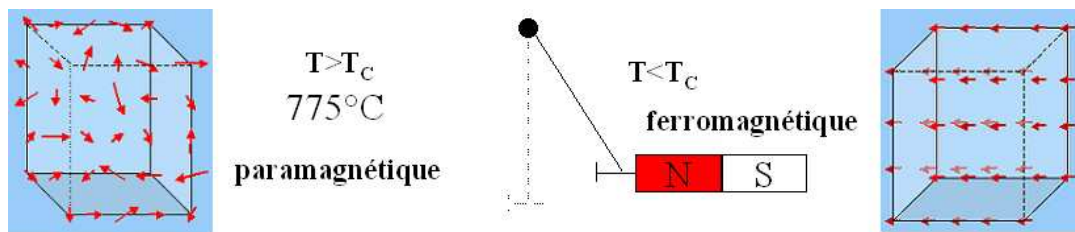


FIG. 1.1 – *Expérience de Curie.* A haute température, l'agitation thermique est trop importante et le clou n'est pas attiré par l'aimant : il y a invariance par rotation dans les 3 dimensions. A basse température, le clou est attiré par l'aimant : il y a invariance par rotation dans un plan perpendiculaire à l'aimant.

Cet exemple illustre la brisure spontanée de symétrie. Dans la phase paramagnétique, à haute température ou haute énergie, il y a invariance par rotation dans les trois dimensions. Dans la phase ferromagnétique, il y a invariance par rotation dans le plan de la section du clou<sup>4</sup>.

### 1.4.3 Le mécanisme de Higgs

Jusqu'à présent, la masse des particules était prise égale à 0 dans le Modèle Standard pour assurer la symétrie chirale. Si on ajoute un terme de Lagrangien de masse aux bosons de jauge, on brise l'invariance de jauge, rendant la théorie non renormalisable. La solution est d'utiliser la brisure spontanée de symétrie avec le mécanisme de Higgs, introduit dans les années 60. Dans ce modèle, on a la structure de symétrie suivante :

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow[\text{EWSB}]{} U(1)_Q \quad (1.58)$$

Cette relation s'interprète par le fait qu'à haute énergie, le Lagrangien est invariant par des transformations de  $SU(2)_L$  et de  $U(1)_Y$ , c'est-à-dire que l'isospin

<sup>4</sup>c'est-à-dire autour d'un plan perpendiculaire à la direction unique des dipôles.

et l'hypercharge sont conservés. En revanche, à basse énergie, quand le mécanisme de brisure spontanée de symétrie opère, seule la charge est conservée. Cette brisure spontanée de symétrie avec l'énergie donne naissance à une masse, grâce à l'existence d'une particule, le boson de Higgs. Nous décrivons tout d'abord le modèle de Goldstone pour montrer comment on peut obtenir un terme de masse dans le Lagrangien, puis nous l'appliquons au cas du Modèle Standard, dans le cas des bosons, puis des fermions.

Pour le modèle de Goldstone, considérons un champ scalaire complexe  $\phi$  de masse nulle. Soit la transformation de jauge globale :

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\alpha} \phi \quad (1.59)$$

Le Lagrangien du champ en interaction avec un potentiel  $V(\phi^\dagger \phi)$  est

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi) \quad (1.60)$$

Choisissons pour potentiel  $V(\phi^\dagger \phi) = V(\rho) = \mu^2 \rho^2 + \lambda \rho^4$ . Puisque  $V(\phi^\dagger \phi) = V(\phi'^\dagger \phi')$ , le Lagrangien est invariant par transformation de jauge globale. Comme illustré sur la figure 1.2, quand  $\mu^2 > 0$ , le potentiel est symétrique et a un minimum à l'origine. En revanche, quand  $\mu^2 < 0$ , le potentiel est toujours symétrique et possède un minimum en  $\rho = \pm \rho_0$  avec  $\rho_0 = \sqrt{\phi^\dagger \phi} \Big|_{min} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \frac{v}{\sqrt{2}}$ .

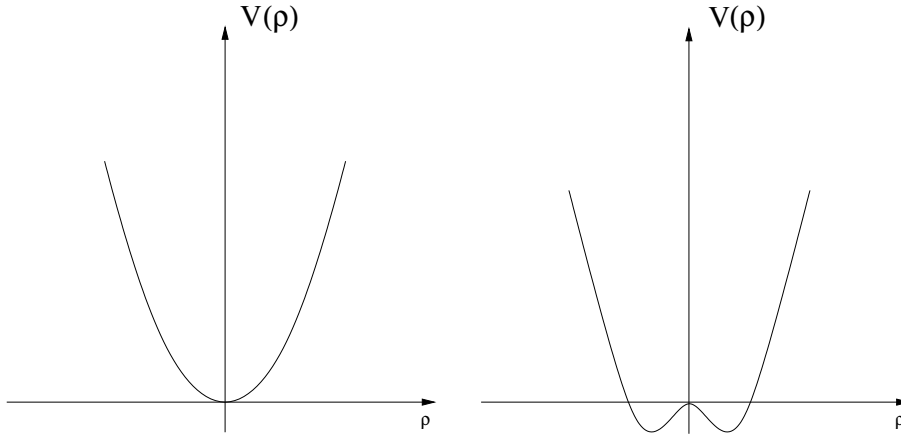


FIG. 1.2 – Potentiel  $V(\rho) = \mu^2 \rho^2 + \lambda \rho^4$  avec  $\mu^2 > 0$  (gauche) et  $\mu^2 < 0$  (droite).

En 3 dimensions, on voit que le minimum de  $V$  est dégénéré : l'ensemble des points décrit un cercle dans le plan complexe (Fig. 1.3). Ainsi, bien que le potentiel soit symétrique globalement par une rotation, lorsqu'on se situe aux états fondamentaux, correspondant aux points d'équilibre, localement, la symétrie de rotation n'existe plus : il y a brisure spontanée de symétrie.

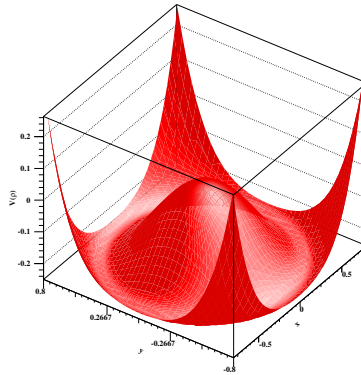


FIG. 1.3 – *Potentiel de Higgs. Pour un état au sommet du potentiel, l'état est situé sur un point de symétrie du potentiel. Pour un état dans la vallée, l'état n'est pas situé sur un point de symétrie du potentiel.*

On peut observer cette brisure mathématiquement à partir du Lagrangien associé à ce potentiel :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.61)$$

A partir de l'équation de Lagrange, on aboutit à :

$$[\mu^2 + 2\lambda(\phi^\dagger \phi)] \phi = 0 \quad (1.62)$$

La solution  $\phi = 0$  correspond à un point instable puisque  $V$  n'est pas minimal en ce point. En revanche la solution  $\phi^\dagger \phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$  (rappel,  $\mu^2 < 0$ ) est une solution stable, correspondant à  $|\phi| = \frac{v}{\sqrt{2}}$ , c'est-à-dire  $\phi = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta}$ .  $\beta$  étant non fixé, la solution est un cercle.

On peut montrer à partir de l'Hamiltonien que les états d'équilibre correspondent à un minimum d'énergie. Ce minimum est  $\phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta}$ . Après transformation de jauge globale, cet état se transforme suivant :

$$\langle 0 | \phi' | 0 \rangle = \langle 0 | e^{i\alpha} \phi | 0 \rangle = e^{i\alpha} \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\beta} \neq \langle 0 | \phi | 0 \rangle \quad (1.63)$$

A nouveau, bien que le Lagrangien présente une invariance de jauge globale, le minimum de  $\phi$  ne présente pas cette symétrie. Il y a eu brisure spontanée de symétrie. Le choix de la phase  $\beta$  étant arbitraire, posons la nulle en choisissant le minimum sur l'axe réel  $\phi_0 = \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ . Redéfinissons le champ scalaire  $\phi$  en séparant le minimum et les composantes réelles et imaginaires des écarts par rapport à ce minimum :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} (v + \phi_1 + i\phi_2) \quad (1.64)$$

Si on remonte au Lagrangien, on trouve un terme de masse  $m_1 = \sqrt{-2\mu^2}$  à une particule associée au champ  $\phi_1$ . L'autre particule associée au champ  $\phi_2$ , appelée boson de Goldstone, reste sans masse.



### 1.4.4 Masse des bosons dans le Modèle Standard

Pour le Modèle Standard, le groupe de symétrie de jauge est le produit direct  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , comportant 4 générateurs pour la partie électrofaible : 3 pour le groupe  $SU(2)$ , 1 pour le groupe  $U(1)$ .

Pour les 4 bosons de jauge,  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$  et  $\gamma$ , il n'existe pas initialement de terme de masse. Cependant, les résultats expérimentaux montrent que les  $W$  et le  $Z$  en ont une. Pour cela, on peut utiliser le mécanisme de Higgs.

Le choix le plus simple de champ scalaire est celui d'un doublet de champs scalaires complexes, l'un chargé, l'autre neutre, d'isospins respectifs  $+1/2$  et  $-1/2$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix} \quad (1.65)$$

Les transformations de jauge locale sont respectivement :

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\frac{\tau}{2}\alpha(x)}\phi \quad \text{pour } SU(2) \quad (1.66)$$

$$\phi \rightarrow \phi' = e^{i\frac{Y}{2}\beta(x)}\phi \quad \text{pour } U(1) \quad (1.67)$$

Le Lagrangien s'écrit comme la somme d'un Lagrangien d'interaction avec le champ de jauge et de self-interaction des champs de jauge  $\mathcal{L}_{GSW}$ , un Lagrangien couplant les bosons de jauge aux champs de Higgs, et un Lagrangien couplant les fermions aux champs scalaires :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{GSW} + \mathcal{L}_{bosonique} + \mathcal{L}_{fermionique} \quad (1.68)$$

$$\mathcal{L}_{GSW} = i \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.69)$$

où on a sommé sur les 3 familles. L'opérateur dérivée covariante s'écrit<sup>5</sup> :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.70)$$

Si on fait agir l'opérateur dérivée covariante sur le champ  $\phi$ , on remarque bien que le champ électromagnétique n'est couplé qu'au champ scalaire chargé.

$$D_\mu \phi = \begin{pmatrix} \partial_\mu \phi^+ + \frac{i}{2} \frac{g^2 - g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu \phi^+ + ie A_\mu \phi^+ + i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \phi^0 \\ + i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \phi^+ + \partial_\mu \phi^0 - \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.71)$$

Prenons le minimum de  $\phi$  suivant :

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

---

<sup>5</sup>avec  $Y = 1$  pour le champ de Higgs, qui se déduit de la relation de Gell-Mann Nishijima.

On choisit la transformation de jauge de façon à avoir une seule composante d'isospin la plus faible (-1/2) et réelle pour  $\phi$  :

$$\phi'(x) = e^{i\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{\alpha}(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\chi(x) + v) \end{pmatrix} \quad (1.73)$$

avec le champ physique  $\chi(x)$  qui va donner une masse au Higgs. Cette transformation revient à remplacer  $\phi^+$  par 0 et  $\phi_0$  par  $\frac{1}{\sqrt{2}}(v + \chi(x))$ . Le terme  $D_\mu \phi$  devient alors :

$$D_\mu \phi = \begin{pmatrix} +\frac{i}{2}gW_\mu^+(v + \chi(x)) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\partial_\mu \chi - \frac{i}{2\sqrt{2}}\sqrt{g^2 + g'^2}Z_\mu(v + \chi(x)) \end{pmatrix} \quad (1.74)$$

Le Lagrangien qui couple les bosons de jauge aux champs scalaires de Higgs est donc :

$$\mathcal{L}_{GB-S} = (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) \quad \text{avec } V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.75)$$

On trouve alors, en faisant apparaître  $\cos \theta_W$  :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{GB-S} = & \frac{1}{4}g^2v^2W_\mu^+W_\mu^- + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W}v^2Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{1}{2}g^2v\chi(x)W_\mu^+W_\mu^- + \frac{1}{4}g^2\chi(x)^2W_\mu^+W_\mu^- \\ & + \frac{g^2}{4\cos^2\theta_W}v\chi(x)Z_\mu Z^\mu + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W}\chi(x)^2Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{1}{2}\partial_\mu \chi \partial^\mu \chi \\ & - \frac{\mu^2}{4}v^2 + \mu^2\chi(x)^2 + \frac{\mu^2}{v}\chi(x)^3 + \frac{\mu^2}{4v^2}\chi(x)^4 \end{aligned} \quad (1.76)$$

Le champ de  $W$  étant complexe<sup>6</sup> et le champ  $Z$  réel<sup>7</sup>, on remarque un terme de masse pour les  $W$  et  $Z$  :

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2}gv \\ m_Z &= \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \end{aligned} \quad (1.77)$$

Cette formule permet d'obtenir la masse des bosons vectoriels à partir de l'angle  $\theta_W$  donné par les expériences neutrino-noyau dans les années 1970 ( $\sin^2 \theta_W = 0,23 \pm 0,1$ ). En tenant compte des relations  $v = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{2}G_F}} \sim 246 \text{ GeV}$ ,  $e = g \sin \theta_W$  et la constante de Fermi  $G_F \sim 1,16 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ , on trouve :

$$m_W = \frac{e}{2\sin\theta_W} \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \sim \frac{38}{\sin\theta_W} \text{ GeV}/c^2 \sim 80 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.78)$$

$$m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W} = \frac{e}{\sin 2\theta_W} \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \sim \frac{76}{\sin 2\theta_W} \text{ GeV}/c^2 \sim 90 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.79)$$

Ces valeurs sont en très bon accord avec les valeurs mesurées par les expériences UA1 et UA2 au CERN en 1984, qui valurent le prix Nobel à Rubbia et Van der Meer :

$$m_W = 82 \pm 1,5 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.80)$$

$$m_Z = 92 \pm 2 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.81)$$

On constate aussi dans le Lagrangien qu'il apparaît une interaction entre les bosons  $W^\pm, Z$  et le champ scalaire de Higgs  $\chi(x)$ . Par ailleurs, on constate que le Higgs a acquis une masse  $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$ .

<sup>6</sup>Le Lagrangien d'un champ scalaire complexe massif s'écrit  $\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi^\dagger - m^2|\phi|^2$ .

<sup>7</sup>Le Lagrangien d'un champ scalaire réel massif s'écrit  $\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$ .

### 1.4.5 Masse des fermions dans le Modèle Standard

Comme nous l'avons vu, introduire un terme de masse de la forme  $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$  conduirait à une non-invariance du Lagrangien sous une transformation de  $SU(2)$ . Le mécanisme de Higgs permet de résoudre le problème et donne une masse aux fermions. Dans le cas des leptons, le Lagrangien associé, appelé Lagrangien de Yukawa est :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{Yukawa} = & -G_l(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\phi l_R - G_{\nu_l}(\bar{\nu}_{lL}, \bar{l}_L)\phi\nu_{lR} \\ & -G_l\bar{l}_R\phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} - G_{\nu_l}\bar{\nu}_{lR}\phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.82)$$

On fait apparaître la valeur attendue dans le vide du champ de Higgs (vev pour vacuum expectation value) et on développe le champ de Higgs autour :  $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \chi(x)) \end{pmatrix}$ . Le terme de masse pour les leptons est identifié avec le terme en  $v$  :

Le Lagrangien montre que le lepton  $l$  a acquis une masse  $m_l = G_l \frac{v}{\sqrt{2}}$  et le neutrino associé  $\nu_l$  a acquis une masse  $m_{\nu_l} = G_{\nu_l} \frac{v}{\sqrt{2}}$  :

$$\mathcal{L}_{masse\ leptons} = -G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_L l_R - G_{\nu_l} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_L \nu_R - G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_R l_L - G_{\nu_l} \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_R \nu_L \quad (1.83)$$

Le choix de  $G_{\nu_l}$  permet d'avoir une masse nulle pour les neutrinos ou une masse très faible. Dans le cas du Modèle Standard, il n'y a pas de composante droite aux neutrinos. Le Lagrangien s'écrit alors<sup>8</sup>

$$\mathcal{L}_{masse\ leptons} = -G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l} l \quad (1.84)$$

Par un raisonnement analogue, on peut donner une masse aux quarks. Pour les quarks hauts, le Lagrangien de Yukawa s'écrit :

$$\mathcal{L}_d = -\lambda_d \bar{Q}_L \phi d_R - \lambda_d \bar{d}_R \phi^\dagger Q_L \quad (1.85)$$

On développe le champ de Higgs autour de la vev :

$$\mathcal{L}'_d = -\frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v + \chi \end{pmatrix} d_R - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} \bar{d}_R (0, v + \chi) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.86)$$

Cela donne une masse au quark bas :

$$m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \quad (1.87)$$

Pour les quarks hauts, on pose  $\phi^C = -i\tau_2 \phi^*$ , dans le but de donner une masse à l'autre composante du doublet d'isospin :

$$\mathcal{L}_u = -\lambda_u \bar{Q}_L \phi^C u_R - \lambda_u \bar{u}_R \phi^{C\dagger} Q_L \quad (1.88)$$

On obtient ainsi une masse pour le quark haut :

$$m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \quad (1.89)$$

---

<sup>8</sup>  $\mathcal{L}_{masse\ leptons} = -G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_L l_R - G_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}_R l_L$ .

En remarquant que  $l_{L/R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)l$  et  $\bar{l}_{L/R} = \frac{1}{2}\bar{l}(1 \pm \gamma_5)$ , ce Lagrangien prend la forme simplifiée présentée.

## 1.5 Les paramètres libres

Finalement, le Modèle Standard contient les paramètres libres suivants :

- 3 constantes de couplage  $g'$ ,  $g$ ,  $g_S$  décrivant les intensités des interactions :
  - électromagnétique : groupe  $U(1)_Y$
  - faible : groupe  $SU(2)_L$
  - et forte : groupe  $SU(3)_C$
- 9 paramètres de masse des leptons chargés et des quarks ;
- 4 paramètres de description de la matrice complexe CKM (3 angles et 1 phase) ;
- 1 paramètre  $\theta$  décrivant une potentielle violation de CP forte<sup>9</sup> ;
- 2 paramètres décrivant le potentiel de Higgs :  $\mu$  et  $\lambda$ .

On peut ajouter à ces 19 paramètres, 3 autres masses pour les neutrinos et 4 pour la matrice CKM associée dans le secteur des neutrinos, soit au total 26 paramètres.

## 1.6 Phénoménologie du Higgs

### 1.6.1 Contraintes sur la masse du Higgs

Bien que la masse du Higgs ne puisse pas être prédite par le Modèle Standard, des limites hautes et basses peuvent être obtenues par des conditions de cohérence interne et des extrapolations du modèle à des énergies plus élevées. Deux types de contraintes sont étudiées dans la suite : les contraintes théoriques, comme la condition d'unitarité, de trivialité et de stabilité du vide, et les contraintes expérimentales résultant de la recherche du Higgs aux accélérateurs, soit de manière directe, soit par un ajustement aux paramètres électrofaibles, c'est-à-dire de manière indirecte.

#### 1.6.1.1 Limites théoriques

##### Unitarité : diffusion élastique des W

L'amplitude de diffusion élastique  $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$  des bosons vectoriels massifs longitudinaux ( $W_L$ ) diverge avec l'augmentation de l'énergie si elle est calculée par un développement perturbatif en fonction de la constante de couplage. En conséquence, il y a violation de l'unitarité pour une énergie au-delà de 1,2 TeV. Ce problème peut être résolu en introduisant un boson de Higgs léger, permettant d'annuler l'effet des autres contributions qui augmentent la section efficace. Cette annulation n'est cependant possible que pour une certaine masse du Higgs, conduisant ainsi à contraindre la masse du Higgs. La figure 1.4 présente les diagrammes de Feynman de la diffusion élastique de bosons longitudinaux  $W_L$ . L'élément de matrice invariant associé est :

$$-i\mathcal{M} = -i\sqrt{2}G_F m_H^2 \left( \frac{s}{s - m_H^2} + \frac{t}{t - m_H^2} \right) \quad (1.90)$$

---

<sup>9</sup>Lagrangien effectif  $L_\theta = \theta \frac{g_s^2}{32\pi} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G_j^{\mu\nu} G_j^{\rho\sigma}$

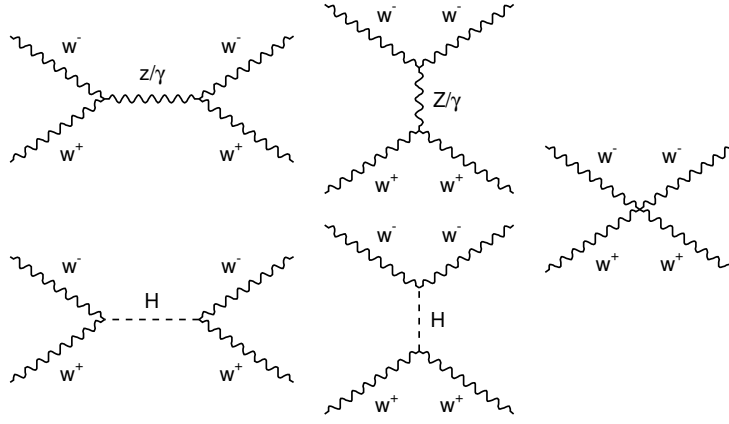


FIG. 1.4 – *Gauche : Diagrammes de Feynman de la diffusion  $w^+w^- \rightarrow w^+w^-$ . La notation en lettre minuscule signifie polarisation longitudinale.*

De même on considère les autres processus<sup>10</sup> ( $w^+w^- \rightarrow zz$ ,  $zz \rightarrow zz$ ,  $HH \rightarrow HH$ ,  $HH \rightarrow ww$ ,  $HH \rightarrow zz$ ,  $H z \rightarrow H z$ ,  $H z \rightarrow w^+w^-$ ,  $H z \rightarrow zz$ ,  $H z \rightarrow HH$ ). Les éléments de matrices invariants peuvent s'écrire en fonction des amplitudes d'isospin  $T$ , à partir des coefficients de Clebsch-Gordan :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow Z_L Z_L) &= \frac{1}{3}(T(0) - T(2)) \\
 \mathcal{M}(Z_L Z_L \rightarrow W_L^+ W_L^-) &= \frac{1}{3}(T(0) - T(2)) \\
 \mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) &= \frac{1}{6}(2T(0) + 3T(1) + T(2)) \\
 \mathcal{M}(Z_L Z_L \rightarrow Z_L Z_L) &= \frac{1}{3}(T(0) + 2T(2)) \\
 \mathcal{M}(W_L^\pm Z_L \rightarrow W_L^\pm Z_L) &= \frac{1}{2}(T(1) + T(2)) \\
 \mathcal{M}(W_L^\pm W_L^\pm \rightarrow W_L^\pm W_L^\pm) &= T(2)
 \end{aligned} \tag{1.91}$$

En inversant ce système, et en tenant compte des expressions pour les amplitudes de matrices invariants, on aboutit au système d'équations suivants :

$$\begin{aligned}
 T(0) &= 3A(s) + A(t) + A(u) \\
 T(1) &= A(t) - A(u) \\
 T(2) &= A(t) + A(u)
 \end{aligned} \tag{1.92}$$

$$\text{avec } A(s) = \frac{-m_H^2}{v^2} \left( 1 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} \right), \quad A(t) = \frac{-m_H^2}{v^2} \left( 1 + \frac{m_H^2}{t - m_H^2} \right), \quad A(u) = \frac{-m_H^2}{v^2} \left( 1 + \frac{m_H^2}{u - m_H^2} \right)$$

On peut développer ces amplitudes de diffusion sur une base de polynômes de Legendre :

$$T(I) = 32\pi \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) a_l^I \quad \text{avec} \quad a_l^I = \frac{1}{64\pi} \int_{-1}^1 d(\cos \theta) P_l(\cos \theta) T(I) \tag{1.93}$$

Le théorème optique [18], reliant la section efficace totale et la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion, permet d'obtenir une contrainte sur les coefficients  $a_l$  :

<sup>10</sup>La notation en minuscule signifie polarisation longitudinale.

$|a_l|^2 = Im(a_l)$ . Le diagramme d'Argand  $Im(a_l) = f(Re(a_l))$  (fig. 1.5) permet d'exprimer sous forme géométrique cette contrainte. En particulier, il montre qu'on peut également choisir comme condition d'unitarité  $|Re a_l^I| < 1/2$ .

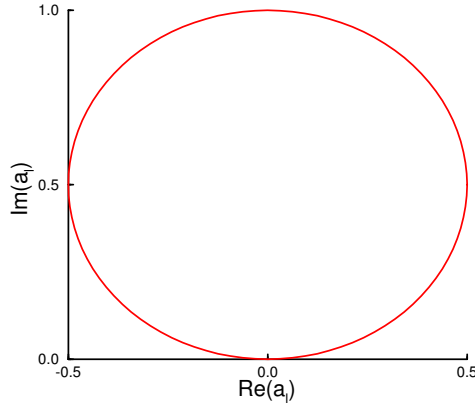


FIG. 1.5 – Diagramme d'Argand [18] montrant les conditions d'unitarité sur les amplitudes de diffusion.

Considérons le coefficient du développement en polynômes de Legendre pour la diffusion de  $W_L$  :

$$a_0(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = \frac{-G_F m_H^2}{16\pi\sqrt{2}} \left\{ 2 + \frac{m_H^2}{s - m_H^2} - \frac{m_H^2}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{m_H^2} \right) \right\} \quad (1.94)$$

Loin au-dessus du pôle de Higgs, l'amplitude approche de :

$$a_0(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) = \frac{-G_F m_H^2}{8\pi\sqrt{2}} \quad (1.95)$$

La condition d'unitarité  $|Re a_l^I| < 1/2$  donne [19]  $\frac{G_F m_H^2}{8\pi\sqrt{2}} < \frac{1}{2}$ , d'où une limite sur la masse du Higgs :

$$m_H^2 < \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F}, \text{ soit } m_H < 1,2 \text{ TeV}/c^2 \quad (1.96)$$

On peut affiner la limite en demandant l'unitarité d'un système de quatre canaux  $W_L^+ W_L^-$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}} Z_L Z_L$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}} H H$  et  $H Z_L$ . La limite la plus restrictive obtenue [20] est :

$$m_H^2 < \frac{4\pi\sqrt{2}}{3G_F}, \text{ soit } m_H < 700 \text{ GeV}/c^2 \quad (1.97)$$

### Trivialité

Dans le potentiel du Higgs, le paramètre  $\lambda$  caractérise l'intensité du vertex à 4 bosons de Higgs. Ce couplage dépend de l'échelle d'énergie suivant l'équation du groupe de renormalisation, par polarisation du vide, comme le présente la figure 1.6.

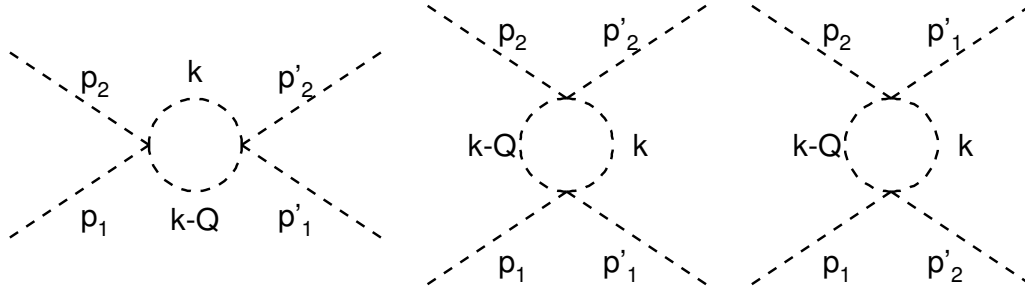


FIG. 1.6 – Diagrammes de Feynman de la polarisation du vide pour le Higgs conduisant à une évolution en fonction de l'énergie du couplage quartique.

Le couplage quartique renormalisé à l'échelle  $Q$  est donné par :

$$\lambda(Q^2) = \frac{\lambda(v^2)}{1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \ln \frac{Q^2}{v^2}} \quad (1.98)$$

avec une divergence au pôle de Landau  $\Lambda_{Landau} = v e^{\frac{2\pi^2}{3\lambda(v^2)}}$ . Cette divergence peut être évitée si  $\lambda(v^2) = 0$ , mais dans ce cas la théorie devient une théorie sans interaction à l'échelle électrofaible, dite théorie triviale, qui ne permet plus d'avoir un mécanisme de Higgs permettant de donner une masse non nulle aux bosons intermédiaires. En conséquence, il est nécessaire de supposer que le Modèle Standard n'est valide que jusqu'à une échelle de nouvelle physique  $\Lambda$  (qui peut être l'échelle de Planck). On a alors la condition  $\lambda(v^2) < \lambda(\Lambda^2)$  et en tenant compte de  $\lambda(v^2) = \frac{m_H^2}{2v^2}$ , on trouve une contrainte sur la masse du Higgs :

$$m_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \ln \frac{\Lambda^2}{v^2}} \quad (1.99)$$

Cette masse dépend logarithmiquement<sup>11</sup> de l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide. Pour la valeur minimale  $\Lambda \sim 1$  TeV, on obtient  $m_H \lesssim 753$  GeV/ $c^2$ . Si  $\Lambda = M_{Planck}$  alors la contrainte est plus sévère et donne  $m_H \lesssim 190$  GeV/ $c^2$ . Il faut noter que des contraintes légèrement différentes peuvent être obtenues en imposant que le couplage ne soit pas fort, par  $\lambda(v^2)/4\pi < 1$  [21].

## Stabilité du vide

Une limite basse peut être obtenue à partir de la stabilité du vide [22], toujours en considérant le couplage quartique. Etant donné que les corrections par boucle de top réduisent  $\lambda$  quand le couplage de Yukawa au top augmente,  $\lambda$  devient négatif quand la masse du top devient grande, rendant le potentiel de Higgs instable. Pour éviter l'instabilité, la masse du Higgs doit être supérieure à un seuil. Si le Modèle Standard est valide jusqu'à une échelle  $\Lambda$ , on obtient comme contrainte inférieure :

$$\begin{aligned} m_H &\geq 130,5 + 2,1(m_t - 174) \quad [\text{GeV}/c^2] \quad \text{pour } \Lambda = 10^{16} \text{ GeV} \\ m_H &\geq 71 + 0,74(m_t - 174) \quad [\text{GeV}/c^2] \quad \text{pour } \Lambda = 1 \text{ TeV} \end{aligned} \quad (1.100)$$

<sup>11</sup> donc finement

Soit, avec  $m_t = 178,1 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_H \geq 139,1 \text{ GeV}/c^2$  pour  $\Lambda \sim 10^{16} \text{ GeV}$ , et  $m_H \geq 74,0 \text{ GeV}/c^2$  pour  $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ . Plus généralement, pour différentes échelles de validité  $\Lambda$  du Modèle Standard, les contraintes de trivialité et de stabilité du vide sont résumées sur la figure 1.7, en fonction de la masse du quark top et de l'échelle d'énergie  $\Lambda$  jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide. Lorsque  $\Lambda$  devient grand, les contraintes sur la masse du Higgs deviennent très difficiles, comme nous le verrons ultérieurement lorsque nous discuterons du secteur supersymétrique. Pour une échelle de validité  $\Lambda \sim 1 \text{ TeV}$ , on a<sup>12</sup>  $m_H \in [55 \text{ GeV}/c^2; 550 \text{ GeV}/c^2]$ . Pour une échelle  $\Lambda \sim 10^{19} \text{ GeV}$ , on a  $m_H \in [140 \text{ GeV}/c^2; 190 \text{ GeV}/c^2]$ .

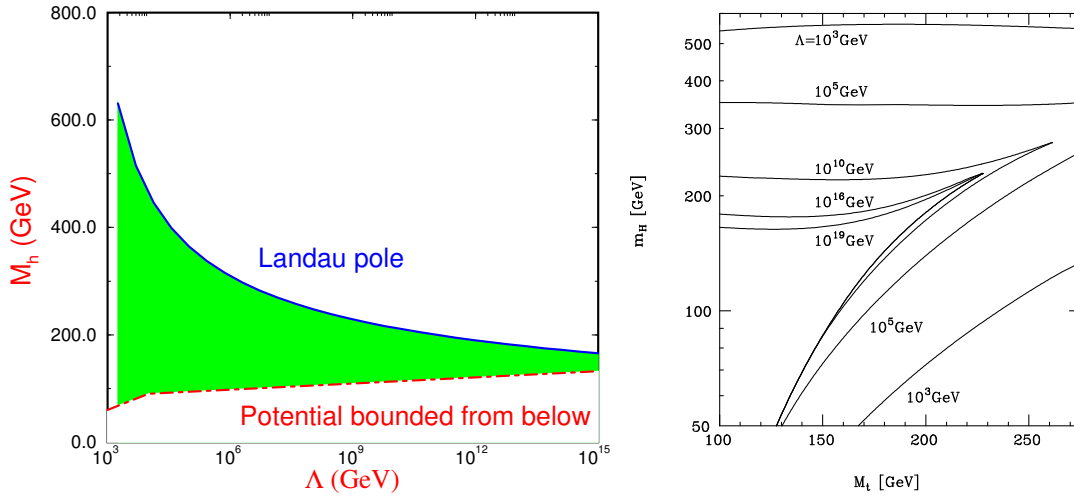


FIG. 1.7 – Contraintes sur la masse du Higgs à partir de la trivialité et de la stabilité du vide en fonction de l'échelle d'énergie  $\Lambda$  jusqu'à laquelle le Modèle Standard est valide (gauche : [18]) ou en fonction de la masse du top et  $\Lambda$  (droite : [21]). Suivant le choix de coupure  $\Lambda$  ou  $\Lambda/2$ , les contraintes dues à la trivialité peuvent varier légèrement.

### 1.6.1.2 Limites expérimentales

Le boson de Higgs a été recherché de manière directe, mais aussi en utilisant des contraintes à partir des mesures de paramètres électrofaibles. Le principal processus de production de Higgs au LEP (Large Electron Positron) est le processus de Bjorken [23]  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H$ ,  $Z^* \rightarrow f\bar{f}$  (Fig. 1.8). La désintégration du Higgs se fait à plus de 70 % en paires de quarks  $b\bar{b}$ . Les derniers résultats combinés des 4 expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL excluent un Higgs avec une masse inférieure à  $114,4 \text{ GeV}/c^2$  à 95% de niveau de confiance [5].

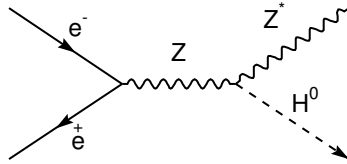


FIG. 1.8 – Diagramme de Feynman  $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ .

<sup>12</sup>Suivant le choix de coupure  $\Lambda$  ou  $\Lambda/2$ , les contraintes hautes diffèrent.



Au Tevatron, les modes de production dominants sont la fusion de gluons et la production associée  $WH$  et  $ZH$  [24] (Fig. 1.9). Pour un Higgs léger ( $m_H < 135 \text{ GeV}/c^2$ ), le canal privilégié est  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Pour un Higgs plus lourd, la désintégration  $H \rightarrow WW$  sera favorable.

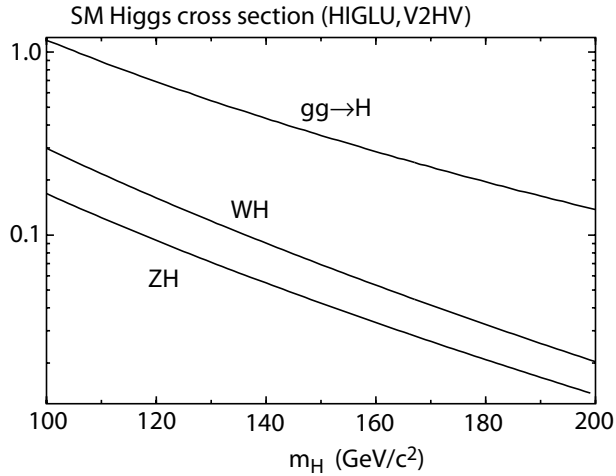


FIG. 1.9 – Sections efficaces de production du Higgs au Tevatron [25].

Le potentiel de découverte du Tevatron est présenté sur la figure 1.10 et montre qu'il faut atteindre au moins  $2 \text{ fb}^{-1}$  de luminosité pour améliorer les contraintes inférieures du LEP sur la masse du Higgs. La luminosité intégrée du Tevatron (Fig. 1.11) montre que l'état actuel des données est très loin de cet objectif. Il est prévu d'atteindre les  $2 \text{ fb}^{-1}$  de données pour 2007, c'est-à-dire à la période prévue pour le démarrage du LHC, ce qui donnera lieu à une compétition entre les deux accélérateurs.

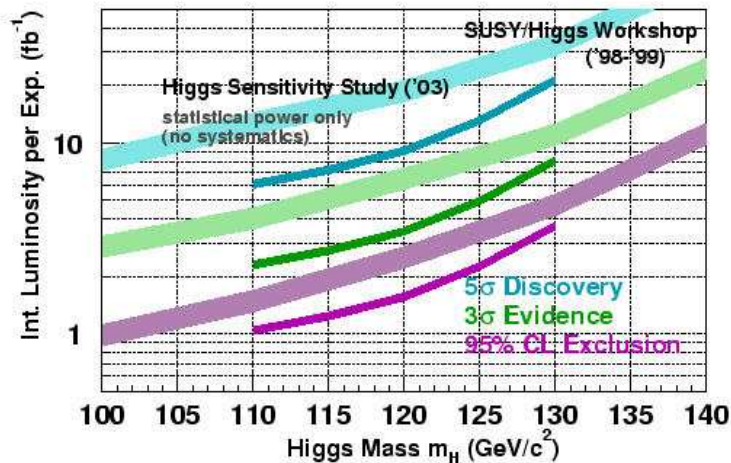


FIG. 1.10 – Potentiel de découverte du Higgs au Tevatron [26]. L'incertitude de 30 % sur les potentiels de découverte est principalement due à celle sur l'étiquetage des quarks  $b$ , au taux de bruit de fond et à la résolution en masse.

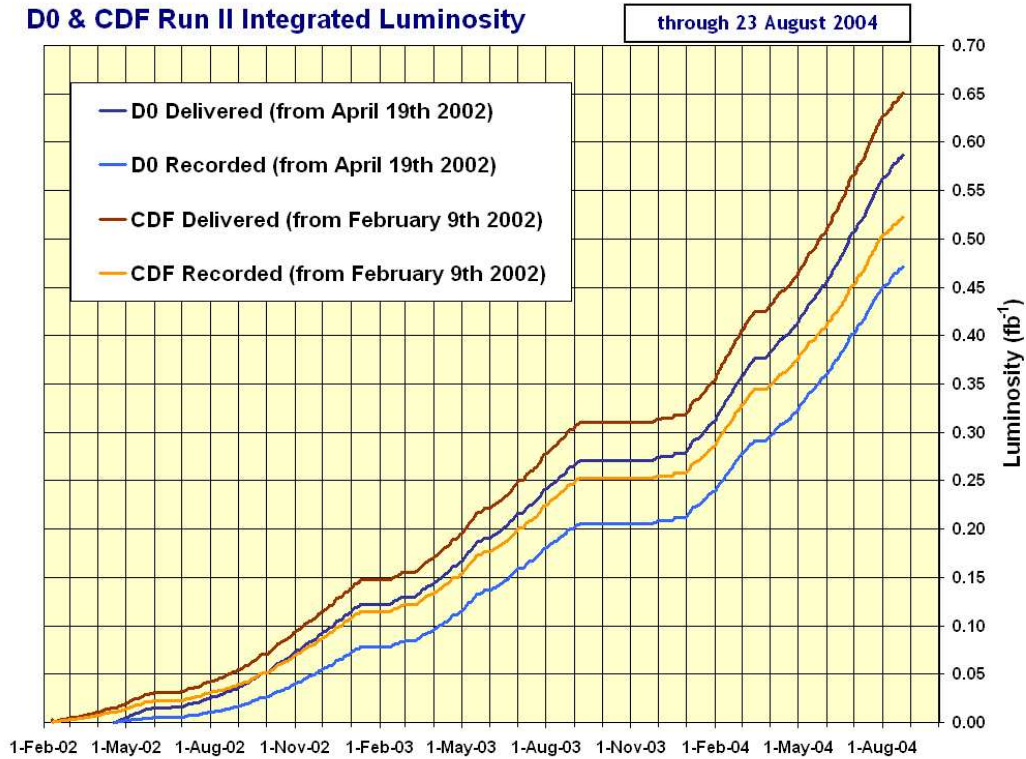


FIG. 1.11 – Luminosité intégrée au Tevatron [26]. Pour contraindre davantage la masse du Higgs par rapport aux résultats de LEP2, il est nécessaire de disposer de  $2 \text{ fb}^{-1}$  de données, prévues pour 2007 qui est l'année prévue pour le démarrage du LHC.

De plus, la masse du boson de Higgs intervient dans les corrections radiatives ( $m_Z$ ,  $m_W$ ,  $\sin^2 \theta_W$ ,  $m_t$ ) des observables électrofaibles du Modèle Standard. Les corrections radiatives impliquant le boson de Higgs sont proportionnelles à  $\log m_H/m_W$ . L'ensemble de ces mesures permet de donner une contrainte sur la masse du Higgs.

La figure 1.12 présente les contraintes à partir de ces mesures de paramètres sur la masse du Higgs. La meilleure estimation pour les mesures électrofaibles, en utilisant les données de LEP, SLD, CDF, D0, conduisent à une masse de Higgs  $m_H = 126_{-48}^{+73} \text{ GeV}/c^2$  à un niveau de confiance de 68 %, équivalent à  $\Delta\chi^2 = 1$  et  $m_H < 280 \text{ GeV}/c^2$  à un niveau de confiance de 95 % [27].

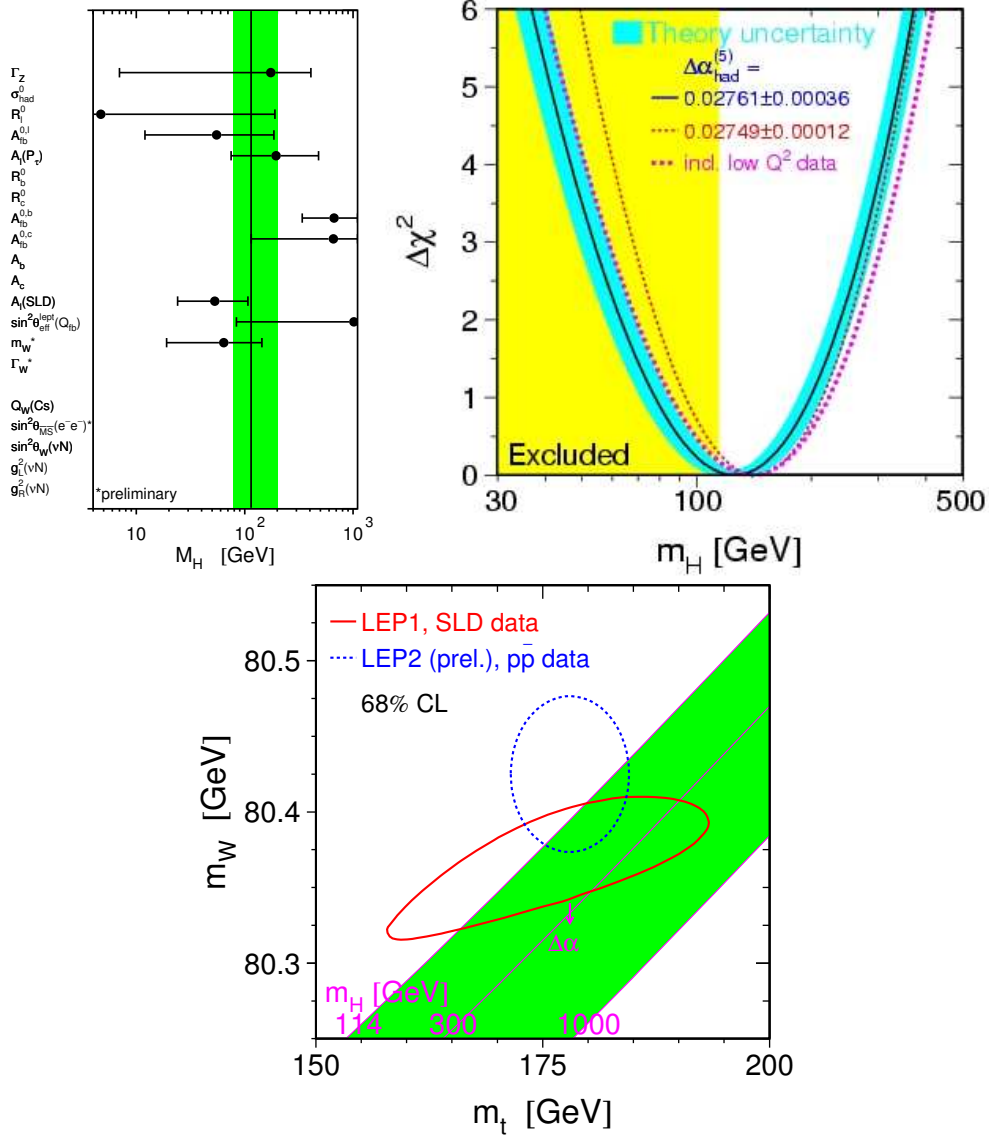


FIG. 1.12 – Résultats combinés de LEP, SLD, CDF et D0 en hiver 2005 [27] pour la masse du Higgs. Gauche : Comparaison des mesures électrofaibles avec le Modèle Standard. La zone hachurée correspond à la contrainte à 68 % sur le boson de Higgs. Droite : Ajustement (ligne solide) de la masse du Higgs ( $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\min}^2$ ) sur les données électrofaibles. La bande associée représente l'incertitude théorique sur les corrections d'ordre supérieur. La courbe en pointillés est le résultat obtenu avec une réévaluation de  $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)}(m_Z^2)$ . La bande verticale montre la limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance de la recherche directe. Bas : Comparaison des mesures indirectes de  $m_W$  et  $m_t$  [27] (LEP1 et SLD : contour solide) et les mesures directes (collisionneurs  $p\bar{p}$  et LEP2 : contour pointillé) permettant d'apporter des contraintes sur la masse du boson de Higgs. La flèche  $\Delta\alpha$  montre la variation de ces contraintes pour une déviation standard de  $\alpha(m_Z^2)$ . La bande oblique présente l'incertitude sur le Modèle Standard.

### 1.6.2 Recherche du Higgs au LHC

Au LHC, un large choix de canaux de désintégration du Higgs standard existe pour couvrir tout le spectre de masse contraint par les résultats antérieurs des accélérateurs. Les modes de production du Higgs seront étudiés dans le chapitre d'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . La figure 1.13 présente les potentiels de découverte du Higgs à basse et haute luminosité pour les différents canaux.

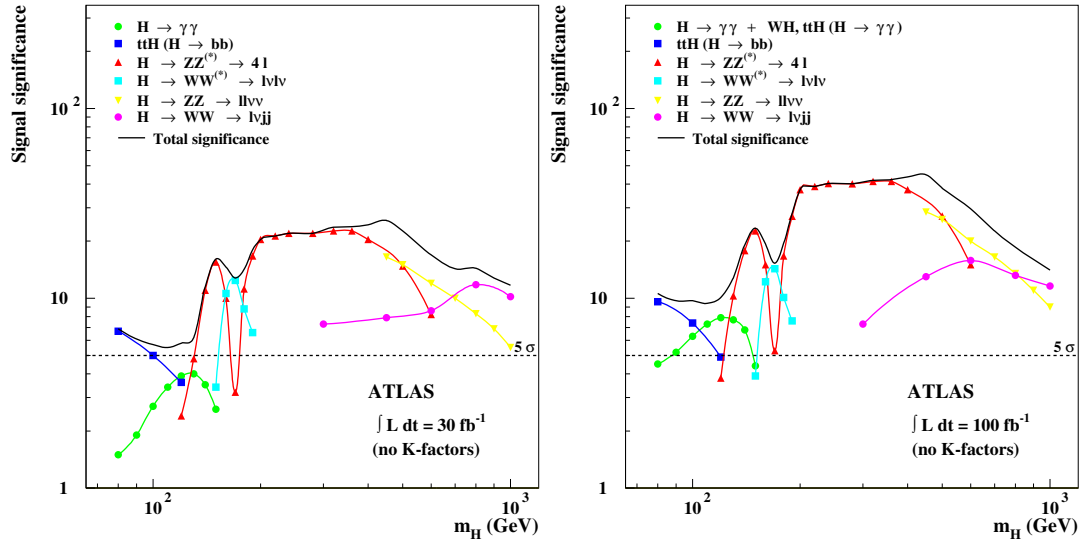


FIG. 1.13 – Potentiels de découverte (significances) de l'expérience ATLAS [28] pour les différents canaux de désintégration du Higgs standard, pour 3 ans de luminosité basse :  $30 \text{ fb}^{-1}$  (gauche) et 1 an de luminosité haute :  $100 \text{ fb}^{-1}$  (droite). La courbe en pointillés présente le seuil critique de 5  $\sigma$  au-delà duquel le boson de Higgs peut être considéré comme étant découvert.

Les rapports d'embranchements pour la désintégration du Higgs sont calculés au NLO avec HDECAY [29] et présentés sur la figure 1.14 et dans le tableau 1.5.

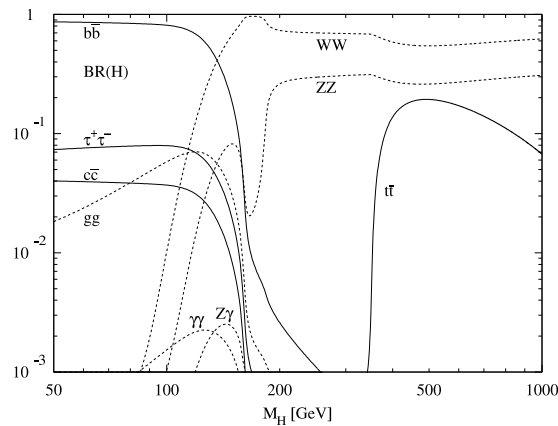


FIG. 1.14 – Courbe des rapports d'embranchement en fonction de la masse du Higgs [29]. Dans la région de basse masse, le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$  est privilégié, mais le bruit de fond associé est très important, ce qui fait que le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  est compétitif, si on peut reconstruire précisément la masse invariante du boson de Higgs.

$M_H(\text{GeV}/c^2)$	$b\bar{b}$	$\tau^+\tau^-$	$\mu^+\mu^-$	$s\bar{s}$	$c\bar{c}$
100.000	0.8121	$0.7924 \cdot 10^{-1}$	$0.2751 \cdot 10^{-3}$	$0.6047 \cdot 10^{-3}$	$0.3697 \cdot 10^{-1}$
110.000	0.7702	$0.7656 \cdot 10^{-1}$	$0.2657 \cdot 10^{-3}$	$0.5731 \cdot 10^{-3}$	$0.3504 \cdot 10^{-1}$
120.000	0.6789	$0.6861 \cdot 10^{-1}$	$0.2380 \cdot 10^{-3}$	$0.5049 \cdot 10^{-3}$	$0.3086 \cdot 10^{-1}$
130.000	0.5271	$0.5408 \cdot 10^{-1}$	$0.1876 \cdot 10^{-3}$	$0.3919 \cdot 10^{-3}$	$0.2395 \cdot 10^{-1}$
140.000	0.3436	$0.3574 \cdot 10^{-1}$	$0.1239 \cdot 10^{-3}$	$0.2554 \cdot 10^{-3}$	$0.1560 \cdot 10^{-1}$
150.000	0.1757	$0.1851 \cdot 10^{-1}$	$0.6419 \cdot 10^{-4}$	$0.1306 \cdot 10^{-3}$	$0.7977 \cdot 10^{-2}$
160.000	$0.4000 \cdot 10^{-1}$	$0.4263 \cdot 10^{-2}$	$0.1478 \cdot 10^{-4}$	$0.2972 \cdot 10^{-4}$	$0.1815 \cdot 10^{-2}$
170.000	$0.8461 \cdot 10^{-2}$	$0.9115 \cdot 10^{-3}$	$0.3160 \cdot 10^{-5}$	$0.6284 \cdot 10^{-5}$	$0.3838 \cdot 10^{-3}$
180.000	$0.5414 \cdot 10^{-2}$	$0.5895 \cdot 10^{-3}$	$0.2044 \cdot 10^{-5}$	$0.4021 \cdot 10^{-5}$	$0.2456 \cdot 10^{-3}$
190.000	$0.3423 \cdot 10^{-2}$	$0.3766 \cdot 10^{-3}$	$0.1306 \cdot 10^{-5}$	$0.2542 \cdot 10^{-5}$	$0.1552 \cdot 10^{-3}$
200.000	$0.2599 \cdot 10^{-2}$	$0.2887 \cdot 10^{-3}$	$0.1001 \cdot 10^{-5}$	$0.1930 \cdot 10^{-5}$	$0.1178 \cdot 10^{-3}$
$M_H(\text{GeV}/c^2)$	$gg$	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$	$WW$	$ZZ$
100.000	$0.5810 \cdot 10^{-1}$	$0.1531 \cdot 10^{-2}$	$0.4671 \cdot 10^{-4}$	$0.1009 \cdot 10^{-1}$	$0.1046 \cdot 10^{-2}$
110.000	$0.6691 \cdot 10^{-1}$	$0.1901 \cdot 10^{-2}$	$0.3750 \cdot 10^{-3}$	$0.4411 \cdot 10^{-1}$	$0.4078 \cdot 10^{-2}$
120.000	$0.7059 \cdot 10^{-1}$	$0.2187 \cdot 10^{-2}$	$0.1075 \cdot 10^{-2}$	0.1320	$0.1507 \cdot 10^{-1}$
130.000	$0.6480 \cdot 10^{-1}$	$0.2227 \cdot 10^{-2}$	$0.1928 \cdot 10^{-2}$	0.2869	$0.3841 \cdot 10^{-1}$
140.000	$0.4941 \cdot 10^{-1}$	$0.1941 \cdot 10^{-2}$	$0.2485 \cdot 10^{-2}$	0.4833	$0.6752 \cdot 10^{-1}$
150.000	$0.2930 \cdot 10^{-1}$	$0.1391 \cdot 10^{-2}$	$0.2392 \cdot 10^{-2}$	0.6817	$0.8284 \cdot 10^{-1}$
160.000	$0.7671 \cdot 10^{-2}$	$0.5510 \cdot 10^{-3}$	$0.1227 \cdot 10^{-2}$	0.9011	$0.4332 \cdot 10^{-1}$
170.000	$0.1854 \cdot 10^{-2}$	$0.1504 \cdot 10^{-3}$	$0.3963 \cdot 10^{-3}$	0.9653	$0.2253 \cdot 10^{-1}$
180.000	$0.1348 \cdot 10^{-2}$	$0.1018 \cdot 10^{-3}$	$0.2973 \cdot 10^{-3}$	0.9345	$0.5750 \cdot 10^{-1}$
190.000	$0.9645 \cdot 10^{-3}$	$0.6711 \cdot 10^{-4}$	$0.2120 \cdot 10^{-3}$	0.7761	0.2187
200.000	$0.8249 \cdot 10^{-3}$	$0.5254 \cdot 10^{-4}$	$0.1766 \cdot 10^{-3}$	0.7347	0.2613

TAB. 1.5 – Rapport d'embranchements calculés avec le programme HDECAY [29].

Dans la région de basse masse, le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  est prometteur et c'est celui qui sera étudié en détail dans cette thèse. Le rapport d'embranchement étant très faible, cela nécessite une excellente reconstruction des photons par le calorimètre électromagnétique.

Plus généralement, différents canaux sont privilégiés suivant la masse du Higgs :

#### 1.6.2.1 $m_Z \leq m_H \leq 2m_Z$ : Higgs léger

Dans la gamme  $m_Z \leq m_H \leq 2m_Z$  correspondant à un Higgs léger, le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$  a un rapport d'embranchement supérieur à 50 %, mais il est noyé dans le bruit de fond QCD. La production associée  $HZ$ ,  $HZ$  et  $Ht\bar{t}$  avec  $H \rightarrow b\bar{b}$ , avec étiquetage d'un lepton ( $e, \mu$ ) ou de 4 jets de  $b$  ( $Ht\bar{t}$ ) de haute énergie issu d'un boson vectoriel ou d'un quark top, permet de diminuer ce bruit de fond.

Le canal  $H \rightarrow \tau\tau$  produit par fusion de bosons vectoriels (VBF) est intéressant dans la région  $115 \leq M_H \leq 140 \text{ GeV}/c^2$ . Comme les bosons  $W$  et  $Z$  échangés en voie t sont lourds, les quarks qui accompagnent la désintégration du Higgs en paires de  $\tau$  ont une impulsion transverse plus grande que celle du bruit de fond et sont observés dans les régions avant.

Le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , bien qu'ayant un rapport d'embranchement bien plus faible, de l'ordre de  $2.10^{-3}$ , a une signature dont la cinématique peut être reconstruite avec beaucoup de précision grâce au déclenchement sur les deux photons isolés. La reconstruction d'une résonance au-dessus du continuum de bruit de fond permet d'avoir une bonne discrimination du signal. Les principaux bruits de fond pour ce canal sont la production directe de photons, constituant le bruit de fond irréductible, et la production de jets mal-identifiés comme des photons, constituant le bruit de fond réductible. Les diagrammes de Feynman du premier ordre pour la désintégration du boson de Higgs en paires de photons<sup>13</sup> sont présentés sur la figure 1.15.

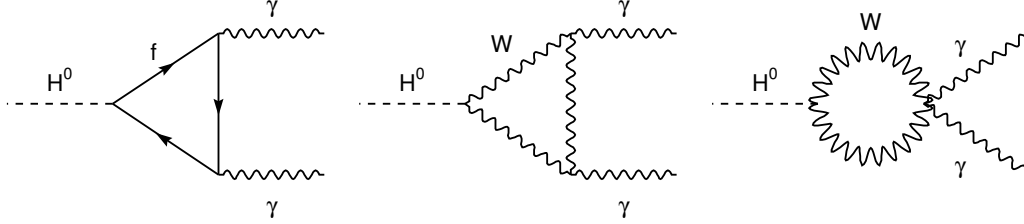


FIG. 1.15 – Diagrammes de Feynman de la désintégration  $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2 Q^4 M^3}{16\pi^3 m^2} [\lambda^2 |I_1|^2 + \lambda' |I_2|^2] \quad (1.101)$$

$$\text{avec } I_1 = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1-4xy}{1 - \frac{M^2}{m^2} xy} \quad \text{et} \quad I_2 = \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{1 - \frac{M^2}{m^2} xy}$$

Il faut bien préciser que cette expression ne comprend pas les contributions des boucles de  $W^\pm$ . Celles-ci ajoutent un ordre de grandeur à la largeur de désintégration et donne :

$$I_1 = 2s + (1-4s)2s \text{Arcsin}^2 \left( \frac{1}{2\sqrt{s}} \right) \quad (1.102)$$

Pour les masses de Higgs entre  $120 \text{ GeV}/c^2$  et  $2 m_Z$ , les canaux  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  et  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$  deviennent importants avec les largeurs de désintégration :

$$\begin{aligned} \Gamma(H^0 \rightarrow W^*W) &= \frac{g^4 m_{H^0}}{512\pi^3} F(m_W/m_{H^0}) \times \begin{cases} 3 & W^* \rightarrow tb \text{ non autorisé} \\ 4 & W^* \rightarrow tb \text{ autorisé} \end{cases} \\ \Gamma(H^0 \rightarrow Z^*Z) &= \frac{g^4 m_{H^0}}{2048\pi^3} \frac{7 - \frac{40}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{160}{9} \sin^4 \theta_W}{\cos^4 \theta_W} F(m_Z/m_{H^0}) \end{aligned} \quad (1.103)$$

$$\text{avec } F(x) = -|1-x^2| \left( \frac{47}{2}x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2} \right) - 3(1-6x^2+4x^4)|\ln(x)| + 3 \frac{1-8x^2+20x^4}{\sqrt{4x^2-1}} \cos^{-1} \left( \frac{3x^2-1}{2x^3} \right)$$

Les largeurs de désintégration des autres canaux sont :

$$\Gamma(H^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c g^2 m_f^2}{32\pi m_W^2 m_H} \left( 1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2} \right) m_H^2 \sqrt{1 - 4 \frac{m_f^2}{m_H^2}} \quad (1.104)$$

<sup>13</sup>La production du Higgs au LHC et le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  sont étudiés dans un chapitre spécifique.

avec le facteur de couleur  $N_c$  (1 pour les leptons, 3 pour les quarks). On constate bien que le rapport d'embranchement augmente en fonction de la masse des fermions ( $BR(H \rightarrow b\bar{b}) > BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-) > BR(H \rightarrow c\bar{c})$ ). Enfin, quand l'énergie le permet (pour les masses de Higgs plus élevées), le canal  $H \rightarrow t\bar{t}$  est permis.

### 1.6.2.2 $2m_Z \leq m_H \leq 650 \text{ GeV}/c^2$ : Higgs intermédiaire

Pour la région de masse intermédiaire  $2m_Z \leq m_H \leq 650 \text{ GeV}/c^2$ , le canal en paires de  $ZZ$  sur couche de masse, dit canal «en or» car d'une reconstruction particulièrement facile,  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  s'ouvre. La réjection du bruit de fond est élevée grâce aux deux contraintes fixées par la masse de chaque  $Z$ . La production directe de paires de  $Z$  par les processus électrofaibles constitue la principale source de bruit de fond. La désintégration  $H \rightarrow WW$  sera aussi intéressante pour une confirmation de découverte et une étude des couplages du Higgs avec les bosons vecteurs. Les largeurs de désintégration de ces canaux sont :

$$\begin{aligned}\Gamma(H \rightarrow W^+W^-) &= \frac{1}{16\pi} \frac{g^2 m_H}{4m_W^2} \left[ 1 - 4\frac{m_W^2}{m_H^2} + 12\frac{m_W^4}{m_H^4} \right] m_H^2 \sqrt{1 - 4\frac{m_W^2}{m_H^2}} \\ \Gamma(H \rightarrow Z^0Z^0) &= \frac{1}{32\pi} \frac{g^2 m_H}{4m_Z^2 \cos^2 \theta_W} \left[ 1 - 4\frac{m_Z^2}{m_H^2} + 12\frac{m_Z^4}{m_H^4} \right] m_H^2 \sqrt{1 - 4\frac{m_Z^2}{m_H^2}}\end{aligned}\quad (1.105)$$

### 1.6.2.3 $m_H \geq 650 \text{ GeV}/c^2$ : Higgs lourd

Dans la région de haute masse  $m_H \geq 650 \text{ GeV}/c^2$ , la grande largeur du Higgs (Fig. 1.16) rend difficile l'observation d'un pic de masse. Les canaux dominants sont les canaux  $H \rightarrow WW \rightarrow \nu jj$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ . Néanmoins, à cause de l'important bruit de fond réductible de type  $Wj$  et  $t\bar{t}$ , un étiquetage par des jets supplémentaires vers l'avant, issus de la fusion de bosons vectoriels, reste nécessaire pour lutter contre le bruit de fond. Le canal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$  présente également un intérêt grâce à l'étiquetage des leptons, bien qu'ayant un rapport d'embranchement de l'ordre de 10 fois inférieur à celui de  $H \rightarrow WW \rightarrow \nu jj$ .

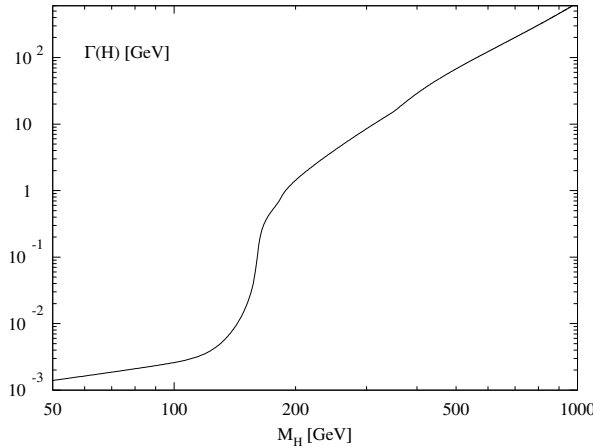


FIG. 1.16 – Largeur totale [30] de désintégration du Higgs standard en fonction de sa masse. Cette largeur augmente avec la masse de Higgs, facilitant l'observation d'un pic de masse du Higgs au-dessus d'un continuum de bruit de fond pour les régions de basse masse.

### 1.6.3 Propriétés du Higgs

Si le Higgs est découvert, il sera nécessaire de mesurer ses paramètres afin de les comparer à la théorie. La masse et la largeur, ainsi que les rapports d'embranchement et couplages seront directement déduits des analyses des différents canaux de désintégrations, en tenant compte de la résolution du détecteur. L'autocouplage sera très difficile à mesurer compte tenu de la luminosité intégrée insuffisante [31]. Au super LHC (SLHC), il est prévu de connaître ce couplage avec une précision de 30 % avec  $1000 \text{ fb}^{-1}$  [31]. Enfin, il convient de mesurer le spin, ainsi que les valeurs propres de parité et conjugaison de charge, c'est-à-dire  $J^{PC}$ , et le comparer à la prédiction du Modèle Standard :  $J^{PC} = 0^{++}$ .

Dans une recherche de type  $e^-e^+ \rightarrow ZH$ , il n'y a pas d'ambiguïté sur les propriétés du Higgs [32], et on peut retrouver  $J^{PC}$  à partir des sections efficaces différentielles. Cependant, le Higgs n'a pas été découvert à LEP. Au LHC, d'après le théorème de Landau-Yang [33], l'observation du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  interdit l'état de spin  $J = 1$  pour le Higgs. En effet, considérons le référentiel au repos du boson de Higgs. Sa fonction d'onde spatiale est symétrique. Les deux photons  $a$  et  $b$  issus du Higgs sont donc dans un état d'onde spatiale symétrique. Les états possibles de spin d'un système de deux particules, obtenus à partir des coefficients de Clebsch-Gordon, sont, avec la notation  $|J, M\rangle$  :

$$\begin{aligned}
|2, 2\rangle_{tot} &= |1\rangle_a |1\rangle_b \\
|2, 1\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_a |0\rangle_b + |0\rangle_a |1\rangle_b) \\
|2, 0\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{6}} (|1\rangle_a | -1\rangle_b + 2|0\rangle_a |0\rangle_b + | -1\rangle_a |1\rangle_b) \\
|2, -1\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_a | -1\rangle_b + | -1\rangle_a |0\rangle_b) \\
|2, -2\rangle_{tot} &= | -1\rangle_a | -1\rangle_b \\
|1, 1\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_a |0\rangle_b - |0\rangle_a |1\rangle_b) \\
|1, 0\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_a | -1\rangle_b - | -1\rangle_a |1\rangle_b) \\
|1, -1\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_a | -1\rangle_b - | -1\rangle_a |0\rangle_b) \\
|0, 0\rangle_{tot} &= \frac{1}{\sqrt{3}} (|1\rangle_a |1\rangle_b - |0\rangle_a |0\rangle_b + | -1\rangle_a |1\rangle_b)
\end{aligned} \tag{1.106}$$

Supposons que le Higgs ait un spin  $J = 1$ . Pour conserver le moment angulaire, le système de photons doit avoir  $J = 1$ . Mais cet état est antisymétrique, par conséquent, l'état vectoriel  $J = 1$  du Higgs est interdit. Notons que pour les photons, de masse nulle, les états  $|0\rangle$  n'existent pas.

Par ailleurs, à partir du canal  $H \rightarrow 4l$  [34], on peut retrouver le spin du Higgs. Au-dessus du seuil de production des deux bosons  $Z$  réels ( $H \rightarrow ZZ$ ), n'importe quel état impair en spin peut être exclu en observant les corrélations angulaires  $\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2$  (Fig. 1.17) entre les angles des leptons par rapport à la direction de propagation des  $Z$ , dans le référentiel du centre de masse de  $H$ . Les états pairs en spins supérieurs ou égaux à 2 peuvent imiter le spin 0. L'exclusion de ces états nécessite la mesure des corrélations angulaires des bosons  $Z$  avec l'état initial. Il a été prouvé que les processus  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ$  sont adaptés à cette étude : les



distributions angulaires sont anisotropes pour tous les états de spin sauf 0. En-dessous du seuil de production des bosons Z réels,  $H \rightarrow Z^*Z$ , la clef est l'étude du spectre en masse invariante au niveau du seuil de production des Z réels, qui doit être linéaire en  $\beta = \sqrt{1 - 4m_Z^2/m_H^2}$  pour l'état  $J^P = 0^+$  du boson de Higgs. Tous les états  $J^P$  peuvent être exclus par l'observation d'une diminution linéaire près de la limite cinématique, si on observe en plus, dans le cas de  $J^P = 1^+$  et  $2^+$  l'observation des corrélations angulaires  $\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2$ , mais l'absence de corrélations angulaires  $1 + \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2$  et en  $\sin^2 \theta_1(1 + \cos^2 \theta_2)$ .

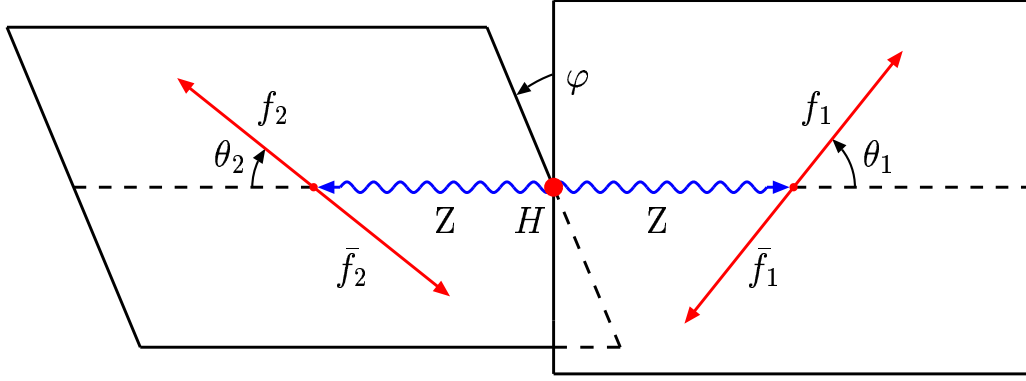


FIG. 1.17 – Topologie de désintégration du Higgs en 4 leptons [34], définissant les angles polaires  $\theta_i$  ( $i = 1, 2$ ) et azimutaux  $\varphi$  dans le référentiel au repos du Higgs.

#### 1.6.4 Higgs supersymétrique du MSSM

Au lieu d'un doublet de Higgs dans le cas du Modèle Standard, de manière plus générale, on peut considérer  $n$  champs de Higgs  $\phi_n$ , de valeurs moyennes dans le vide  $v_n$ , d'hypercharges  $Y_n$  et d'isospins  $T_n$  et introduire le paramètre phénoménologique<sup>14</sup> :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_n |v_n|^2 |4T_n(T_n + 1) - Y_n^2|}{2 \sum_n |v_n|^2 Y_n^2} \quad (1.107)$$

qui quantifie le rapport de force des courants neutres et chargés des interactions électrofaibles. Les mesures expérimentales [35] ont donné :

$$\rho = 1,001 \pm 0,002 \quad (1.108)$$

ce qui est compatible non seulement avec le modèle à un doublet de Higgs, mais aussi avec un modèle à deux doublets de Higgs :

$$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix} \quad H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix} \quad (1.109)$$

Par ailleurs, le mécanisme de Higgs du Modèle Standard présente un problème connu sous le nom de non-naturalité. En effet, pour tenir compte des corrections radiatives (Fig. 1.18) à la masse du Higgs  $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$ , il convient de renormaliser le paramètre  $\mu^2$  à l'échelle considérée, conduisant à des intégrales divergentes.

<sup>14</sup>Certains auteurs prennent  $\rho = \frac{m_W}{m_Z \cos \theta_W}$ , conduisant à des valeurs expérimentales très légèrement différentes.

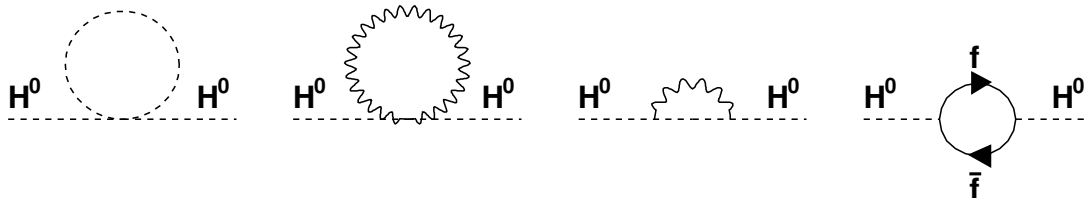


FIG. 1.18 – Corrections radiatives sur la masse du Higgs.

Si on choisit une coupure à ces intégrales pour une échelle d'énergie  $\Lambda$ , on a :

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \delta\mu^2 \quad \text{avec} \quad \delta\mu^2 \sim \Lambda^2 \quad (1.110)$$

soit  $\delta m_H^2 \sim \Lambda^2$ . Ainsi, la correction  $\delta m_H$  est indépendante de la masse nue du Higgs  $m_H^0$ , ce qui n'est pas *naturel*, et elle diverge quadratiquement. La raison est qu'aucune symétrie ne protège sa masse dans le Modèle Standard. En revanche, pour les fermions, les corrections sont de la forme  $\delta m_f \sim m_f^0 \ln(\Lambda/m_f^0)$ , proportionnelles à  $m_f^0$ , donc naturelles, et ayant une divergence logarithmique.

La non-naturalité devient un problème dès que l'on souhaite étendre la validité du Modèle Standard à de hautes énergies. Ainsi, pour des valeurs élevées de  $\Lambda$ , comme  $M_{GUT} \sim 10^{16}$  GeV ou  $M_{Planck} \sim 10^{19}$  GeV, la masse du Higgs est entraînée vers ces énergies. La seule solution est de réaliser un ajustement fin (fine tuning) entre  $\mu_0^2$  et  $\delta\mu^2$ , et ce, à tous les ordres du développement perturbatif. Cette procédure, artificielle, est due au problème de hiérarchie entre l'échelle électrofaible et les autres échelles. Une solution naturelle à ce problème consiste à ajouter une boucle de fermions à chaque boucle de bosons et réciproquement.

Il se trouve qu'une des extensions du Modèle Standard, la supersymétrie (SUSY) contient dans ses différentes versions non seulement au moins deux doublets de Higgs, mais aussi l'existence de partenaires supersymétriques (dits superpartenaires) pour chaque type de particules : à chaque boson et fermion du Modèle Standard est associé respectivement un fermion et un boson, aboutissant à un nouveau spectre de particules. Les superpartenaires des quarks sont appelés squarks, ceux des leptons sont appelés sleptons.

Plusieurs théories supersymétriques existent, le MSSM, la MSUGRA, les interactions de jauge (GMSB), les versions avec anomalies (AMSB), différents par la manière dont les termes de masse sont donnés pour les partenaires supersymétriques. La version la plus simple, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) [36] contient exactement deux doublets de Higgs. Les bosons de Higgs sont alors au nombre de 5 :  $h^0$ ,  $H^0$ ,  $A^0$ ,  $H^+$  et  $H^-$ , où  $A^0$  est axial,  $H^\pm$  sont chargés. On peut aisément retrouver ce nombre par un comptage des degrés de liberté. En introduisant deux doublets de Higgs complexes, on a 8 degrés de liberté. Avant brisure spontanée de symétrie, il y a 4 bosons de jauge sans masse ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ,  $A^0$ ), soit 8 degrés de liberté. Au total, on a donc 16 degrés de liberté. Après brisure spontanée de symétrie, il y a 3 bosons de jauge massifs ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ), soit 9 degrés

de liberté, 1 boson de masse nulle ( $A^0$ ), soit 2 degrés de liberté. En conséquence, il existe  $16 - 11 = 5$  bosons de Higgs.

Les paramètres pour le modèle MSSM sont le rapport des valeurs attendues dans le vide  $v_1$  et  $v_2$  pour ces deux doublets, ( $\tan \beta = v_2/v_1$ ) et la masse du boson de Higgs impair de la symétrie CP :  $m_{A^0}$ .

Les masses des fermions sont obtenues par les couplages de Yukawa, comme dans le Modèle Standard. Les masses des bosons de jauge sont obtenues par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie analogue à celui du Modèle Standard, mais avec deux doublets de Higgs. Les masses des bosons de jauge sont alors :

$$m_{W^\pm} = \frac{g\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}{2} \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}{2} \quad m_\gamma = 0 \quad (1.111)$$

A l'ordre le plus bas, les masses des bosons de Higgs sont [20] :

$$\begin{aligned} m_{h^0, H^0}^2 &= \frac{1}{2} \left[ m_{A^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right] \\ m_{H^\pm}^2 &= m_W^2 + m_{A^0}^2 \end{aligned} \quad (1.112)$$

A partir de ces équations, on en déduit les relations  $m_{H^\pm} \geq m_W$ ,  $m_{H^0} \geq m_Z$ ,  $m_{A^0} \geq m_{h^0}$ , et  $m_{h^0} \leq m|\cos 2\beta| \leq m_Z$  avec  $m = \min\{m_Z, m_{A^0}\}$ .

Cette dernière inégalité signifie que le plus léger des bosons de Higgs neutres est plus léger que le boson  $Z$ , donc qu'il aurait dû être observé à LEP2, ce qui n'est pas le cas. Néanmoins, cela ne rend pas désuet le MSSM puisque les corrections d'ordre supérieur aux masses des bosons de Higgs sont grandes. Les corrections radiatives introduisent une dépendance des masses des bosons de Higgs à  $m_t$ ,  $m_{squark}$  et aux paramètres de mélange des squarks. En conséquence, la limite supérieure pour le Higgs le plus léger devient  $m_{h^0} < 130 \text{ GeV}/c^2$  pour  $m_t = 170 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_{squarks} = 1 \text{ TeV}/c^2$  et en considérant des mélanges négligeables entre squarks. Ainsi, s'il existe un boson de Higgs léger, il sera observable au LHC. Dans le régime de découplage ( $m_Z \ll m_{A^0}$ ),  $h^0$  se comporte comme le Higgs du Modèle Standard.

La figure 1.19 montre le potentiel de découverte dans le plan  $(m_{A^0}, \tan \beta)$  dans le scénario de mélange maximum des squarks top. Au moins un des bosons de Higgs devrait pouvoir être découvert au LHC s'il existe. Une grande partie de l'espace des paramètres peut être couverte dans la recherche de  $h^0$  et  $H^0$  en utilisant les mêmes techniques que pour le Higgs standard.

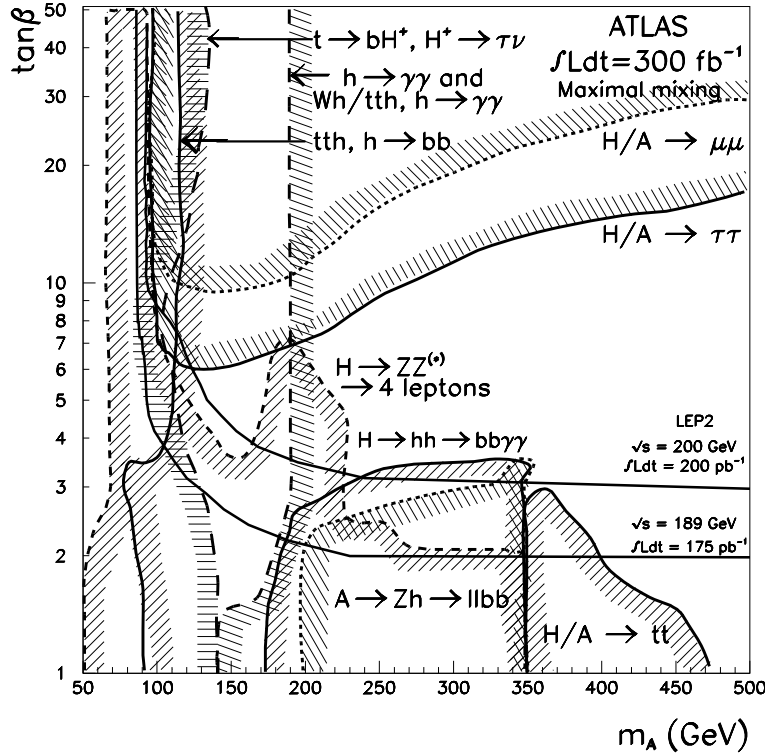


FIG. 1.19 – Potentiel de découverte [28] (contours à  $5\sigma$  du détecteur ATLAS pour le modèle supersymétrique MSSM dans le plan  $(m_{A^0}, \tan\beta)$ , pour une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ . Les régions exclues par le LEP sont en-dessous des courbes LEP2.

Ainsi, au LHC, il sera possible soit d'exclure l'intégralité du plan  $(m_{A^0}, \tan\beta)$ , démontrant ainsi que le modèle du MSSM n'est pas viable, soit de découvrir au moins un des bosons de Higgs du MSSM, indépendamment des valeurs de  $m_{A^0}$  et  $\tan\beta$ .

## 1.7 Autres mécanismes de brisure spontanée de symétrie

### 1.7.1 Technicouleur

Ce modèle [37] rend compte de la brisure de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  en postulant l'existence de nouveaux fermions appelés technifermions, possédant un nouveau nombre quantique : la technicouleur. Les technifermions se condensent en paires dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle, jouant le rôle du champ de Higgs. Ils sont liés par une nouvelle interaction confinante basée sur la symétrie de jauge  $SU(N)_{TC}$ , qui deviendrait forte au-delà du TeV. Ce mécanisme ne permet pas de retrouver les masses des fermions, ce qui nécessite d'introduire une nouvelle interaction de technicouleur étendue [38] qui couple les fermions aux technifermions. Avec ce modèle, de nombreuses particules postulées auraient dû être découvertes à LEP, SLC et le Tevatron. Cependant, de nouvelles hypothèses [39] ont été formulées pour étendre ce modèle et lui rendre une certaine viabilité.

### 1.7.2 Condensat $t\bar{t}$

La masse élevée du quark top est assez singulière dans le doublet (t,b) ce qui reflète une propriété de brisure de symétrie. Dans ce modèle [40], il y a formation d'un condensat  $t\bar{t}$  à cause de l'existence d'une interaction attractive à 4 quarks top à une échelle  $\Lambda_t$ . On peut alors montrer que l'état lié  $t\bar{t}$  a une valeur moyenne dans le vide  $\langle 0 | \bar{t}_L t_R | 0 \rangle$  non nulle, ce qui provoque la brisure dynamique de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . A l'heure actuelle, ce modèle est presque exclu [41] puisqu'il prédit une valeur  $m_t \geq 220 \text{ GeV}/c^2$ .

### 1.7.3 Le modèle symétrique

Une autre possibilité est le modèle symétrique [42] qui établit une symétrie au niveau des représentations, de sorte que les fermions : quarks, leptons chargés et non chargés (neutrinos) ont des composantes gauches et droite, et que le problème d'absence de violation forte de CP peut être résolu<sup>15</sup>.

Le groupe de jauge considéré est  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ . La charge électrique est alors, avec  $B, L, T_{3L}, T_{3R}$  respectivement nombres baryonique, leptonique, projections d'isospin gauche et droit :

$$Q = T_{3L} + T_{3R} + \frac{B - L}{2} \quad (1.113)$$

Une structure de bosons de Higgs :

- un multiplet de Higgs  $\phi (\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; 0)$
- deux triplets de Higgs  $\Delta_R(0; 1; 2)$  et  $\Delta_L(1; 0; 2)$

permet de briser le groupe  $L - R$  en deux étapes, d'abord en  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  en même temps que la brisure de la parité, puis la brisure habituelle de  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  en  $U(1)_Q$ . Il est possible de choisir la structure de bosons de Higgs de façon à obtenir soit un neutrino de Dirac, soit un neutrino de Majorana.

Ce modèle implique l'existence d'un triplet supplémentaire de bosons vecteurs  $W_R$  d'où l'existence de nouveaux bosons vectoriels  $W'$  et  $Z'$ .

### 1.7.4 Le Little Higgs

Le modèle de Little Higgs [44], où le boson de Higgs Standard est léger, a émergé récemment. Contrairement à la supersymétrie, qui introduit des nouveaux fermions associés aux bosons et réciproquement pour annuler les divergences quadratiques, ce modèle introduit de nouveaux bosons associés aux bosons et de nouveaux fermions associés aux fermions. Le modèle contient alors le Higgs du Modèle Standard H, et un triplet de Higgs lourds  $\Phi^0, \Phi^+, \Phi^{++}$  ( $m < 10 \text{ TeV}/c^2$ ), un quark top lourd  $T$  ( $m < 2 \text{ TeV} \cdot (m_H/200)^2/c^2$ ), et des bosons de jauge lourds  $Z_H, W_H, A_H$  ( $m < 6 \text{ TeV} \cdot (m_H/200 \text{ GeV})^2/c^2$ ).

<sup>15</sup>Une nouvelle symétrie permet d'imposer le paramètre  $\theta = 0$  dans le Lagrangien effectif de la QCD, en accord avec les résultats expérimentaux [43].

## 1.8 Conclusion

La découverte du mécanisme responsable de la brisure spontanée de symétrie est un défi auquel nous sommes confrontés. Le scénario du Modèle Standard, avec un seul boson de Higgs présente des problèmes, avec des corrections radiatives quadratiquement divergentes qui suggèrent les extensions supersymétriques. Déjà, il existe des arguments pour penser que le modèle standard est une théorie effective, c'est-à-dire la réalisation à basse énergie d'une théorie générale plus fondamentale. Par exemple, les équations de couplage des différentes interactions (forte, faible, électromagnétique) convergent à environ  $10^{16}$  GeV, appelée énergie d'unification. Le groupe de jauge le plus simple à cette énergie est le groupe  $SU(5)$ . Il existe un autre groupe pour le décrire, le groupe  $SO(10)$  [31], dont l'avantage est de permettre de grouper ensemble les fermions d'une même famille dans une même représentation, et permet notamment d'inclure le mécanisme de see-saw, qui donne une masse non nulle aux neutrinos légers.

La supersymétrie est l'une des extensions les plus communément évoquées du Modèle Standard. Néanmoins, l'absence de doublet fermion-boson de même masse dans la nature montre que cette supersymétrie doit, si elle existe, être brisée. Le mécanisme de brisure est arbitraire a priori, mais doit obéir à des règles (dites de brisure douce) pour ne pas introduire de divergences quadratiques. La solution au problème de hiérarchie ne tient que si les partenaires supersymétriques ont des masses inférieures à quelques TeV. Par ailleurs, l'introduction de ces partenaires supersymétriques améliore la convergence des constantes de couplage (avec une intersection au % près), à des échelles d'énergie légèrement plus hautes que dans le cas du Modèle Standard, ce qui est en meilleur accord avec les contraintes expérimentales et avec les limites sur les mesures de durée de vie du proton [31].

Depuis les années 1980, la recherche en physique des particules s'est concentrée sur les tests de la validité du Modèle Standard. Les expériences auprès des accélérateurs ont mesuré les paramètres du Modèle Standard avec une grande précision. Compte-tenu de la statistique accumulée, aucune déviation significative des mesures par rapport aux prédictions n'a été observée, ce qui a constitué un formidable succès du Modèle Standard. Cependant, un certain nombre de questions demeurent sans réponse :

- L'origine de la masse des particules.

Dans le Modèle Standard, les particules acquièrent une masse par le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Dans le cas du scénario le plus simple, le mécanisme de Higgs, la conséquence est l'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs. Lors des dernières prises de données au LEP, fin 2000, grâce à une énergie record de 209 GeV et à la luminosité intégrée atteinte, les résultats combinés des quatre expériences ont montré une déviation de 1,7 écarts standards par rapport au bruit de fond seul, en faveur de l'hypothèse de l'existence d'un boson de Higgs dont la masse serait de 114 GeV/c<sup>2</sup> [45]. Néanmoins, la significativité statistique de ces événements, trop faible pour pouvoir prétendre à la découverte du Higgs, pourrait être due à une fluctuation du bruit de fond standard. L'ensemble des mesures électrofaibles a en

outre permis de contraindre la fenêtre de masse possible du boson de Higgs standard à la gamme  $114,4 - 280 \text{ GeV}/c^2$  avec un niveau de confiance de 95 %.

- Le problème de la masse du Higgs.  
La masse du boson de Higgs est affectée de corrections provenant de boucles de fermions massifs. Mais ces corrections font apparaître des divergences quadratiques qui la font diverger à haute énergie, sauf si un ajustement très fin est effectué entre les différentes contributions. La supersymétrie [46] est un moyen élégant de résoudre ce problème. Elle prédit l'existence d'un partenaire supersymétrique pour chaque particule. Ces particules n'ont pas été observées jusqu'à présent. Cependant, les contraintes apportées par les accélérateurs ont permis d'établir que de la physique nouvelle doit être à l'échelle du TeV.
- L'origine des 3 familles de particules.  
Trois familles ont été observées expérimentalement : les trois leptons chargés  $e, \mu, \tau$  et les trois neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , ainsi que les six quarks  $u, d, s, c, b, t$  rangés dans le modèle en des doublets d'isospin. Comme dit auparavant, la mesure de la largeur de désintégration du boson  $Z^0$  au LEP [47] a permis de remonter au nombre de familles de neutrinos légers, de masse inférieure à la moitié de celle du  $Z^0$ , et le résultat expérimental est compatible avec l'existence de 3 familles. La théorie n'explique pas ce fait expérimental. Cependant, la violation de la symétrie CP (conjugaison de charge C et parité spatiale P) qui a été observée, nécessite l'existence d'au moins 3 familles, ce qui rend le modèle cohérent avec cette observation.
- Le nombre de paramètres libres.  
Les 19 paramètres libres<sup>16</sup> (3 constantes de couplage, 9 masses de leptons chargés et quarks, 3 angles et 1 phase pour la matrice CKM, 1 paramètre de violation CP pour les interactions fortes, 2 paramètres pour le Higgs) nécessaires à la construction du Modèle Standard et à la prédiction des observables sont trop nombreux pour penser que le Modèle Standard constitue une théorie ultime. Ceci laisse supposer que ce modèle est une théorie effective, valable pour les basses énergies.
- L'unification.  
Dans le Modèle Standard, les interactions faible, électromagnétique et forte sont prises en compte correctement dans un cadre théorique unifié, les théories de jauge. Néanmoins, les différentes gammes d'intensité de ces interactions ne sont pas encore comprises. Ces différences sont expliquées généralement par un mécanisme de brisure de symétrie se produisant à une échelle d'énergie très élevée. L'interaction gravitationnelle n'est pas considérée. Les modèles avec des dimensions supplémentaires découlent de la tentative d'inclure la gravitation et les 3 autres interactions dans le cadre de la théorie des cordes.

---

<sup>16</sup>ou 26 si on inclut les masses des neutrinos

# Bibliographie

- [1] M. Gell-Mann, Symmetries of baryons and mesons, Phys. Rev. 125:1067-1084, 1962.
- [2] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking, CERN-TH-412.
- [3] D. J. Gross, F. Wilczek, Asymptotically free gauge theories, FERMILAB-PUB-73-049-T, FERMILAB-PUB-73-049-THY, Phys. Rev., D8:3633-3652, 1973.  
H. D. Politzer, Reliable perturbative results for strong interactions, Phys. Rev. Lett. 30:1346-1349, 1973.
- [4] S. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys., 22:579, 1961.  
A. Salam, J. C. Ward, Electromagnetic and weak interactions, Phys. Rev. Lett. 13:168, 1964.  
S. Weinberg, A model of leptons, Phys. Rev. Lett. 19:1264, 1967.
- [5] S. Eidelman et al., Physics Letters, B592:1, 2004 (Particle Data Group).
- [6] F. Englert, R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. 13:321-323, 1964.  
P. W. Higgs, Broken symmetries and the masses of gauge bosons, Phys. Rev. Lett. 13:508-509, 1964.  
P. W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 12:132-133, 1964.  
P. W. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, Phys. Rev. 145:1156-1163, 1966.
- [7] E. Kearns, Proc. of the 30th Int. Conf. on High Energy Physics, eds. C. Lim, T. Yamanaka (World Scientific, Singapore, 2001) p. 172.  
K. Nishikawa, presented at the XXI Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies (Lepton Photon 2003), Fermilab, August 2003.  
The K2K Collaboration (M. Ahn et al.), Phys. Rev. Lett. 90:041801, 2003.  
The SNO Collaboration (S. Ahmed et al.), nucl-ex/0309004.  
The KamLAND Collaboration (K. Eguchi et al.), Phys. Rev. Lett. 90:021802, 2003.



- The LSND Collaboration (A. Aguilar et al.), Phys. Rev., D64:112007, 2001.
- [8] Greenberg, Spins and unitarity-spins independence in a paraquarks model of baryons and mesons, Phys. Rev. Lett. 13:598, 1964.
- [9] S.-L. Zhu, Pentaquarks, hep-ph/0406204.  
J. M. Richard, tetraquarks, pentaquarks and hexaquarks, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 21:254-257, 1991.
- [10] T.-P. Cheng, L.-F. Li, Gauge theory of elementary particle physics, Oxford University Press, 1984.  
F. Halzen, A. D. Martin, Quarks and leptons : an introductory course in particle physics, John Wiley and Sons, New York, 1984.  
J.-P. Derendinger, Théorie quantique des champs, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 2001.  
M. E. Peskin, D. V. Schroeder, An introduction to Quantum Field Theory, Addison-Wesley Advanced Book Program, Perseus Books, 1995.
- [11] H. Weyl, A new extension of relativity theory, Annalen Phys. 59:101-133, 1919, Surveys High Energ. Phys. 5:237-240, 1986.  
H. Weyl, Electron and gravitation, Z. Phys. 56:330-352, 1929, Surveys High Energ. Phys. 5:261-267, 1986.
- [12] C.-N. Yang, R. L. Mills, Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance, Phys. Rev. 96:191-195, 1954.
- [13] E. Elbaz, De l' électromagnétisme à l'électrofaible, Ellipses, 1989.
- [14] E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, C. S. Wu, Further experiments on beta decay of polarized nuclei, Phys. Rev. 105:1413, 1957.
- [15] T. Nakuno, K. Nishijima, Prog. Theor. Phys. 10:581, 1953.  
M. Gell-Mann, Phys. Rev. 82:833, 1953.
- [16] N. Cabibbo, Unitary Symmetry and Leptonic Decays, Phys. Rev. Lett. 10:531, 1963.
- [17] M. Kobayashi, T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, Prog. Theor. Phys. 49:652-657, 1973.
- [18] S. Dawson, Introduction to Electroweak Symmetry Breaking, hep-ph/9901280.
- [19] J. Bagger, V. Barger, K. Cheung, J. Gunion, T. Han, G. A. Ladinsky, R. Rosenfeld, C.-P. Yuan, Strongly interacting WW system : Gold-plated modes,

- Phys. Rev., D49:1246-1264, 1994.
- [20] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, S. Dawson, The Higgs Hunter's Guide, Addison-Wesley, 1990.
- [21] M. Carena, P. M. Zerwas, Physics at LEP2, Report of the Workshop on Physics at LEP2, Vol. 1, CERN 96-1, hep-ph/9602250.
- [22] G. Altarelli, G. Isidori, Phys. Lett., B337:141, 1994.  
J. Espinosa, M. Quiros, Phys. Lett., B353:257, 1995.
- [23] B. L. Ioffe, V. A. Khoze, Sov. J. Part. Nucl. 9:50, 1978.  
J. D. Bjorken, Proc. Summer Institute on Particle Physics, Report SLAC-198, 1976.
- [24] A. Lucotte, Ecole d'été de Gif sur la physique du boson de Higgs : la recherche du Higgs au Tevatron. Septembre 2001.
- [25] Site internet de l'université de Californie Davis :  
<http://www.physics.ucdavis.edu/~conway/research/higgs/smhiggs-tev.html>
- [26] Site internet du Fermilab :  
<http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>
- [27] Site internet LEP Electroweak Working Group :  
<http://lepewwg.webcern.ch/LEPEWWG>
- [28] ATLAS detector and physics performance Technical Design Report, Vol II.
- [29] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, HDECAY : a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension, hep-ph/9704448.
- [30] M. Spira, P. M. Zerwas, Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics, hep-ph/9803257.
- [31] Journées de Prospectives DAPNIA-IN2P3, sept-2004. Groupe de travail : L'origine de la masse et Au-delà du modèle standard.
- [32] D. J. Miller, S. Y. Choi, B. Eberle, M. M. Mühlleitner, P. M. Zerwas, Phys. Lett. B505:149, 2001.

- [33] L. D. Landau, Dokl. Akad. Nauk., USSR60:207, 1948.  
C. N. Yang, Phys. Rev. 77:242, 1950.
- [34] C. P. Buszello et al., Eur. Phys. J., C32:209, 2004.  
S. Y. Choi, D. J. Miller, M. M. Muhlleitner, P. M. Zerwas, Phys. Lett., B553:61-71, 2003, hep-ph/0210077.
- [35] P. Langacker, M. Luo, Phys. Rev., D44:817, 1991.
- [36] S. Dawson, The MSSM and why it works, hep-ph/9712464.
- [37] S. Weinberg, Phys. Rev., D13:974, 1976, Phys. Rev., D19:1277, 1979.  
L. Susskind, Phys. Rev., D20:2619, 1979.  
E. Farhi, L. Susskind, Phys. Rep., C74:2777, 1981.
- [38] S. Dimopoulos, L. Susskind, Nucl. Phys., B155:237, 1979.  
E. Eichten et K. Lane, Phys. Lett., B90:125, 1980.
- [39] B. Holdom, Phys. Lett., B150:301, 1985, Phys. Rev., D24:1441, 1981.  
K. Yamawaki et al., Phys. Rev. Lett. 56:1335, 1986.  
T. Appelquist et al., Phys. Rev. Lett. 57:957, 1986.  
S. Raby et G. Guidice, Ohio preprint DOE/ER/01545-447, 1990.
- [40] Y. Nambu, New Theories in Physics, Proceedings of the XIth Kazimierz Symposium (1988), World Scientific (1989).  
W. A. Bardeen, C. T. Hill, M. Lindner, Phys. Rev., D41:1647, 1990.  
V. A. Miransky, M. Tanabashi, K. Yamawaki, Mod. Phys. Lett., A4:1043, 1989, Phys. Lett., B221:177, 1989.
- [41] G. Altarelli, Theoretical Implications of Precision Electroweak Data, CERN-TH 7072/93.  
J. Ellis, G. Fogli, E. Lisi, Technicolor and Precision Electroweak Data Revisited, CERN-TH 7448/94.  
G. Altarelli, Electroweak Precision Tests, A Status Report, CERN-TH 7464/94.
- [42] J. C. Pati, A. Salam, Phys. Rev., D10:275, 1974.  
R. N. Mohapatra, J. C. Pati, Phys. Rev., D11:566-571, 1975.  
R. N. Mohapatra, G. Senjanović, Phys. Rev., D12:1502, 1975.
- [43] Journées de Prospectives DAPNIA-IN2P3, La violation de CP à l'horizon 2010, Giens, 23-26 octobre 2002 :  
<http://doc.in2p3.fr/babar/gautier/giens2002>
- [44] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, JHEP0208:021, 2002, hep-ph/0206020.

T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, L. T. Wang, Phys. Rev., D67:095004, 2003, hep-ph/0301040.

[45] R. Barate et al., Phys. Lett., B565:61, 2003.

[46] S. P. Martin, A Supersymmetry Primer, hep-ph/9709356.

[47] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Z. Phys. C53:1, 1992.  
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Nucl. Phys., B367:511, 1992.  
L3 Collaboration, B. Adeva et al., Z. Phys. C51:179, 1991.  
OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z. Phys., C52:175, 1991.



# Chapitre 2

## Le détecteur ATLAS

Nous avons vu que des enjeux de physique majeurs se présentaient pour étendre et mieux comprendre le Modèle Standard. Un accélérateur et des détecteurs sont nécessaires dans cette perspective.

### 2.1 Le LHC

Le LEP a cessé de fonctionner le 2 novembre 2000 afin de construire un accélérateur ayant une luminosité et une énergie plus élevée, utilisant des protons : le LHC (Large Hadrons Collider). En effet, cette montée en énergie est nécessaire pour tester les prédictions du Modèle Standard, notamment pour la recherche du boson de Higgs et la découverte des éventuelles limites de validité du Modèle Standard, en observant des indices pouvant révéler les théories de supersymétrie, les dimensions supplémentaires, la technicouleur, ou toute autre nouvelle physique. Le LEP était limité dans sa montée en énergie à cause du rayonnement synchrotron. Ce rayonnement est inversement proportionnel à la puissance quatrième de la masse des particules se collisionnant. Pour monter à des énergies plus élevées, il est donc nécessaire de choisir des particules plus lourdes. Le choix des protons répond à ce critère et justifie la création du LHC, puisque la perte d'énergie par rayonnement synchrotron sera seulement de 7 keV par tour à  $E = 7$  TeV par faisceau. Concernant le Tevatron, qui utilise déjà des faisceaux de hadrons, l'utilisation d'antiprotons limite la luminosité accessible. Par ailleurs, les énergies disponibles au Tevatron ne permettent pas de couvrir efficacement la région du TeV dans laquelle on attend de la physique nouvelle : le boson de Higgs ou toute autre nouvelle physique.

Le LHC, dont les faisceaux sont prévus pour être délivrés à partir de 2007, est un accélérateur circulaire de protons (Fig. 2.1) de 27 km de circonférence situé au CERN à Genève. Quatre expériences de physique, ATLAS, ALICE, CMS et LHC-B, exploiteront les collisions produites par le LHC. Chaque paquet de protons a une énergie de 7 TeV, correspondant à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. L'énergie réelle au niveau partonique sera en moyenne de 1 TeV.



Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.

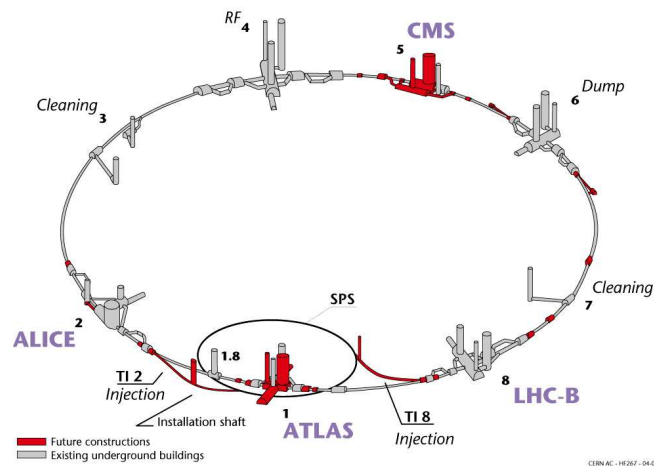


FIG. 2.1 – Vue générale du CERN [1]. Sur la figure de gauche, la ligne blanche matérialise le tunnel du LHC. La figure de droite présente l'emplacement des quatre expériences : ALICE, ATLAS, CMS et LHC-B.

Il est construit dans le même tunnel afin de limiter les coûts. Ainsi, l'injection des protons se fera grâce aux installations déjà existantes : le Linac, le Booster, le PS (Proton Synchrotron) et le SPS (Super Proton Synchrotron) (Fig. 2.2). Les protons seront injectés à une énergie de 450 GeV dans l'anneau principal, puis accélérés jusqu'à 7 TeV. Les paquets de protons sont rassemblés en 2835 paquets de  $1,05 \times 10^{11}$  protons. Chaque paquet est séparé du suivant par une distance de 7,48 m, correspondant à un intervalle de temps de 24,95 ns, ce qui définit la période de croisement de faisceaux.

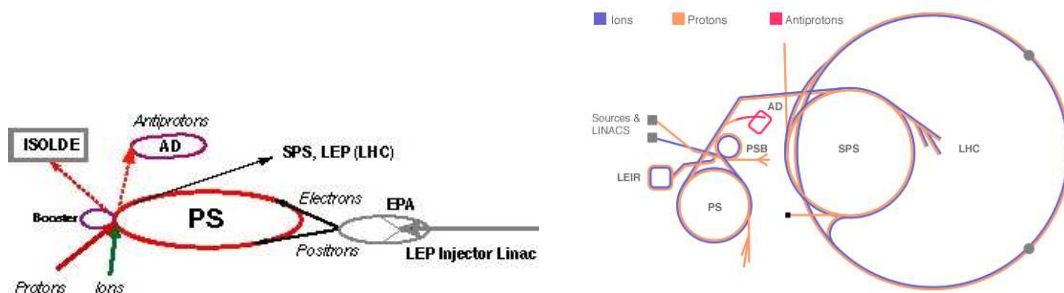


FIG. 2.2 – Synoptique des différents accélérateurs du CERN [1]. Les protons au LHC seront accélérés par un ensemble d'accélérateurs pour être injectés ensuite dans le LHC.

L'accélération se fait par des cavités accélératrices et des aimants supraconducteurs de 14,2 m de longueur (Fig. 2.3) pour courber la trajectoire. Chacun des aimants est constitué d'une culasse magnétique et d'une infrastructure cryogénique. La culasse produit un champ magnétique de 8,4 T dans deux tubes à vide, pour chaque faisceau, situés au centre et distants de 19,4 cm. Grâce à de l'hélium superfluide, la culasse est maintenue à une température de 1,9 K pour obtenir un champ magnétique intense (effet supraconducteur).

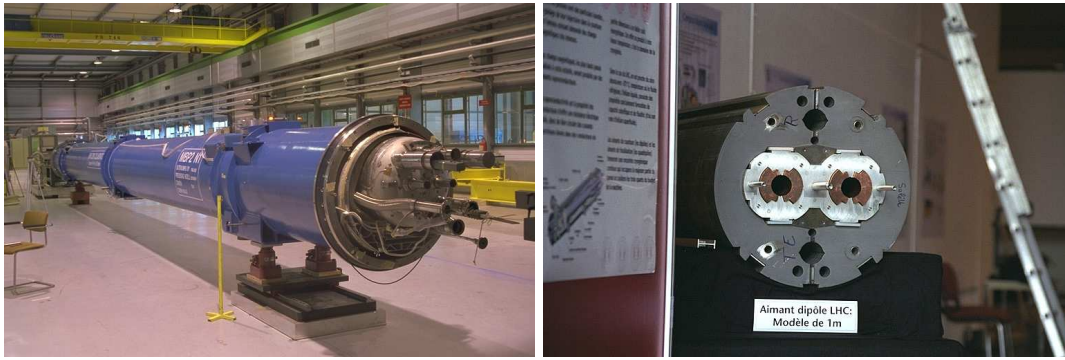


FIG. 2.3 – Photographies des aimants pour le LHC [1].

### 2.1.1 Caractéristiques

Chaque interaction proton-proton a lieu à une énergie de 14000 GeV dans le centre de masse. Les paquets de protons étant de forme oblongue, la position du vertex d'interaction est distribuée longitudinalement et transversalement, avec des dispersions gaussiennes  $\sigma_x = \sigma_y = 15 \mu\text{m}$  et  $\sigma_z = 5,6 \text{ cm}$ . La section efficace totale des interactions protons-protons est de l'ordre de  $\sigma_{pp}^{totale} = 110 \text{ mb}$ , celle des interactions protons-protons inélastiques est de l'ordre de  $\sigma_{pp}^{inel} = 70 \text{ mb}$ .

On définit la luminosité par  $N = \sigma \mathcal{L}$  où  $N$  est le nombre d'événements observés, et  $\sigma$  la section efficace du processus considéré. On montre [2] que  $\mathcal{L}$  s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 k_b f_{rev} E}{m_p 4\pi \beta^* \epsilon} F \quad (2.1)$$

où  $N_p$  est le nombre de protons par paquet,  $k_b$  est la fréquence de révolution,  $f_{rev}$  est la fréquence de révolution,  $E$  est l'énergie par faisceau,  $F$  est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement des faisceaux ( $F \sim 0,9$ ),  $m_p$  est la masse du proton,  $\beta$  est la fonction d'amplitude dans le point d'interaction,  $\epsilon$  est l'émittance transverse normalisée.

Deux phases auront lieu au LHC pour la prise de données : une première phase de basse luminosité  $\mathcal{L}_0/10$ , avec  $\mathcal{L}_0 = 10^{34} \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1} = 10^{-5} \text{ fb}^{-1}.\text{s}^{-1}$ , durant 3 ans, puis une phase de luminosité nominale  $\mathcal{L}_0$ , ou haute luminosité, durant plusieurs années. La luminosité intégrée est donc<sup>1</sup> de  $L_{basse \text{ lumi}} = \int_{3 \text{ ans}} \mathcal{L}_0/10 dt = 30 \text{ fb}^{-1}$  pour la phase de basse luminosité, et de  $L_{haute \text{ lumi}} = \int_{1 \text{ an}} \mathcal{L}_0 dt = 100 \text{ fb}^{-1}$  pour un an de haute luminosité. Le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de paquets de protons est  $N = \sigma_{pp}^{inel} \mathcal{L} \Delta T$  où  $\Delta T$  est le temps séparant deux paquets de protons. On a  $N_{\mathcal{L}=\mathcal{L}_0/5} = 4,6$  et  $N_{\mathcal{L}=\mathcal{L}_0} = 23$ . Ainsi, à haute luminosité, les détecteurs devront observer simultanément 23 interactions, donc gérer un empilement des informations.

<sup>1</sup>Il faut tenir compte des temps d'arrêt de faisceaux pour maintenance, réparation, mise à jour, problèmes. Un an d'accélérateur équivaut à  $1.10^7 \text{ s}$ .



Le LHC est aussi prévu pour pouvoir accélérer des ions lourds de différents numéros atomiques jusqu'à une énergie de 1150 TeV. Ainsi, des collisions auront lieu entre Pb-Pb, Pb-protons, jusqu'à une énergie de 2,76 TeV/ $u$  par nucléon. La luminosité intégrée sera comprise entre  $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  [3]. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques du LHC.

	valeur	unité
Longueur de l'accélérateur	26,66	km
Energie par faisceau (E)	7	TeV
Energie à l'injection	450	GeV
Champ des dipôles à 7 TeV	8,33	T
Diamètre intérieur des bobines	56	mm
Distance entre les faisceaux	194	mm
Luminosité instantanée nominale	$10^{34}$	$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
fonction d'amplitude aux points d'interaction ( $\beta^*$ )	0,5	m
fréquence de révolution ( $f_{rev}$ )	11,246	kHz
Courant en circulation	0,56	A
Espacement des paquets	7,48	m
Temps de séparation des paquets	24,95	ns
Nombre de protons par paquet ( $N_p$ )	$1,1 \cdot 10^{11}$	-
Nombre de paquets en circulation ( $k_b$ )	2835	-
Emittance transverse normalisée ( $\epsilon$ )	3,75	$\mu\text{m} \cdot \text{rad}$
Angle de croisement des faisceaux aux points d'interaction	300	$\mu\text{rad}$
Temps de vie de la luminosité	10	h
Perte d'énergie par tour	7	keV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3.8	kW
Energie stockée par faisceau	350	MJ
Temps de remplissage par anneau	4,3	min

TAB. 2.1 – *Caractéristiques du LHC.*

## 2.2 L'expérience ATLAS

L'expérience ATLAS [4, 5], (Fig. 2.4), une des 4 expériences en cours de construction au CERN, est construite par une collaboration internationale d'environ 2000 physiciens de 150 universités et laboratoires, provenant de 34 pays. Les critères de physique pour la construction d'un tel détecteur, de taille colossale (44 m de long pour 22 m de haut), impliquent un défi technologique pour la communauté scientifique.

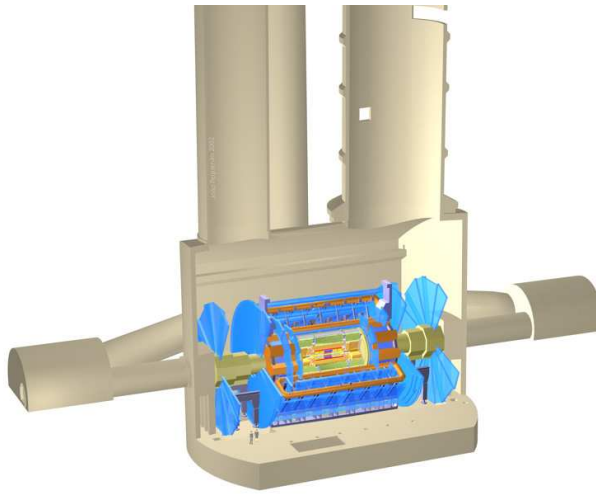


FIG. 2.4 – *Vue d'artiste du détecteur ATLAS [6] dans la caverne où il prendra place à 100 mètres sous le sol.*

Le système de coordonnées utilisé dans le détecteur est présenté sur la figure 2.5. L'axe  $x$  pointe du centre des interactions vers le centre de l'accélérateur circulaire, l'axe  $y$  pointe vers le haut<sup>2</sup>. L'axe du faisceau définit l'axe  $z$ . L'angle azimutal  $\phi$  est défini dans le plan  $x - y$ , l'angle polaire  $\theta$  autour de l'axe  $z$ . Pour les positions, les quadrants  $z > 0$ ,  $z = 0$  et  $z < 0$  définissent respectivement le côté A, le plan B et le côté C du détecteur. Pour les angles, on utilise la pseudo-rapacité, définie par  $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ . Les grandeurs transverses, définies dans le plan  $x - y$ , sont notées en indice T, comme l'impulsion transverse  $P_T$ , l'énergie transverse  $E_T = \frac{E}{ch \eta}$  et l'énergie transverse manquante  $E_T^{miss}$ .

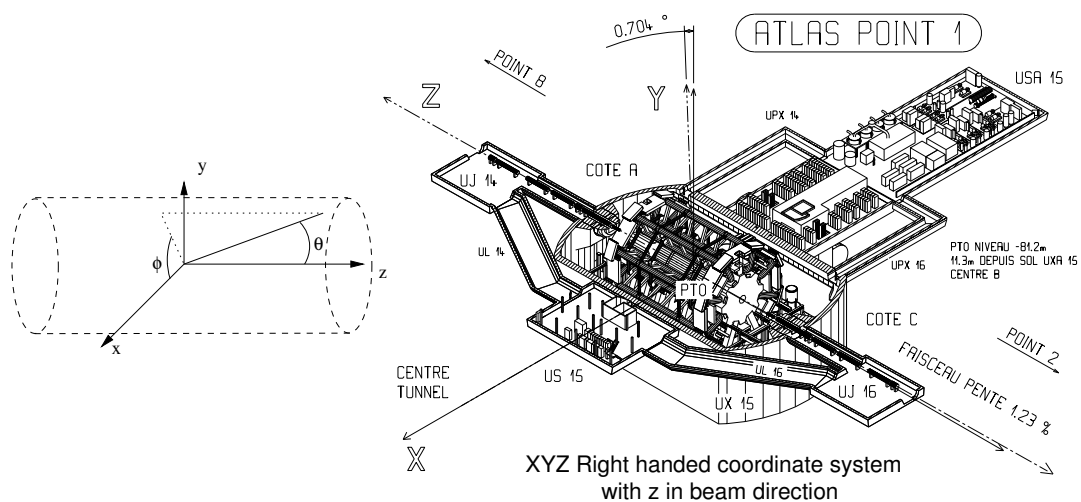


FIG. 2.5 – *Système de coordonnées utilisé pour le détecteur ATLAS [6].*

<sup>2</sup>En fait, le tunnel est très légèrement incliné de 0,704 degrés.

## 2.3 Objectifs de physique

Le détecteur ATLAS, par son rôle généraliste, est destiné à couvrir une large gamme d'analyses de physique :

### brisure électrofaible

Le mécanisme de Higgs sera recherché de manière directe, mais aussi de manière indirecte, par des paramétrisations électrofaibles et des mesures de précision de la masse des  $W$  et  $Z^0$ .

### quark top

La masse du top, sa largeur, ses rapports d'embranchements dans ses différentes désintégrations seront mesurés précisément. Grâce à une statistique de  $8.10^6$  paires  $t\bar{t}$  par an à basse luminosité, la précision sur sa masse sera de  $2 \text{ GeV}/c^2$  au bout d'un an de basse luminosité.

### quark b

L'étude de la violation de la symétrie CP dans le système des mésons B, des oscillations du  $B_s$ , et la recherche de désintégrations rares seront faites avec ATLAS, avec une statistique de  $2,3 \cdot 10^{10}$  paires  $b\bar{b}$  par an.

### chromodynamique quantique

Par des mesures de production de jets ou de la mesure de la désintégration du quark top, les modèles de chromodynamique quantique et de densité partonique seront testés et affinés.

### nouvelle physique

Des modèles au-delà du modèle standard seront testés par le détecteur ATLAS. Dans le cas de la supersymétrie, les bosons et fermions supersymétriques seront cherchés. L'expérience permettra également de contraindre de nombreux modèles exotiques, comme l'existence de dimensions supplémentaires, de quarks excités, de la technicouleur, des leptoquarks.

Pour répondre à ces enjeux de physique, le détecteur devra déclencher et mesurer les particules à faible seuil d'impulsion transverse  $p_T$ , pouvoir étiqueter les quarks b, identifier et mesurer les électrons et les photons, jets et muons, et avoir une bonne couverture angulaire afin de bien mesurer l'énergie transverse manquante.

## 2.4 Composition d'ATLAS

Le détecteur est présenté sur la figure 2.6. Les faisceaux de protons se croisent au niveau du détecteur ATLAS, ce qui définit le point d'interaction. Autour de ce point appelé vertex primaire se trouve le détecteur interne. Il a pour rôle de déterminer la trajectoire des particules chargées et l'origine des vertex primaires et secondaires, mais également, en association avec le champ magnétique solénoïdal dans lequel il baigne, de mesurer l'impulsion des particules chargées. Puis se trouve le système

de calorimétrie, dont le rôle est de mesurer l'énergie des particules. Tout d'abord, les particules rencontrent le calorimètre électromagnétique, qui mesure l'énergie des particules de nature électromagnétique. Puis, elles traversent le calorimètre hadronique, qui mesure l'énergie des particules de nature hadronique : les jets. Enfin se trouve le détecteur à muons pour mesurer la trajectoire et l'énergie des muons.

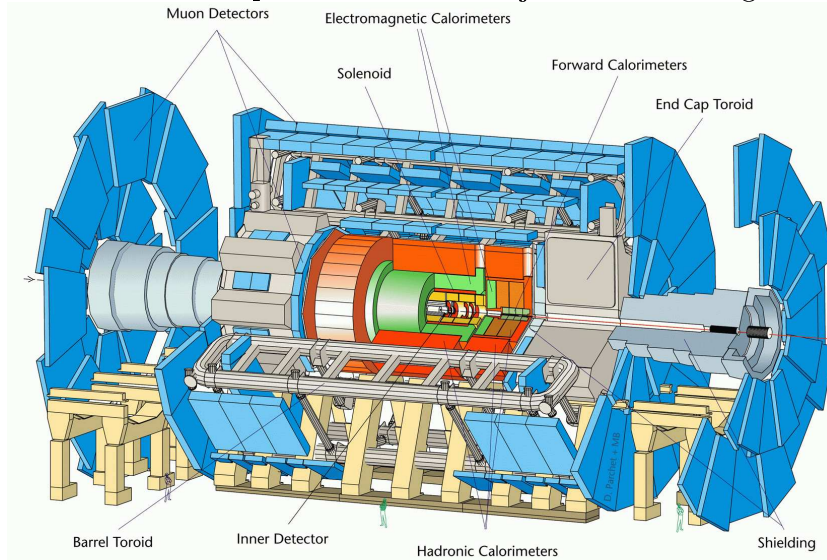


FIG. 2.6 – Vue d'ensemble du détecteur [7]. De l'intérieur vers l'extérieur, on trouve un détecteur interne plongé dans un champ magnétique solénoïdal, un calorimètre électromagnétique, un calorimètre hadronique, et un spectromètre à muons avec un système magnétique.

### 2.4.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne [8] (Fig. 2.7) échantillonne la trajectoire des particules chargées déviées par le champ magnétique solénoïdal à l'aide de différents plans de détecteurs. Les algorithmes de reconstruction des traces d'impulsion transverse  $P_T > 0,5 \text{ GeV}/c$  utilisent l'information de l'ensemble des détecteurs pour reconstruire l'impulsion transverse et le vertex. Il permet d'étiqueter les jets issus de quarks  $b$  grâce à l'existence d'un vertex déplacé. Il couvre la région de pseudorapidité  $|\eta| \leq 2,5$ .

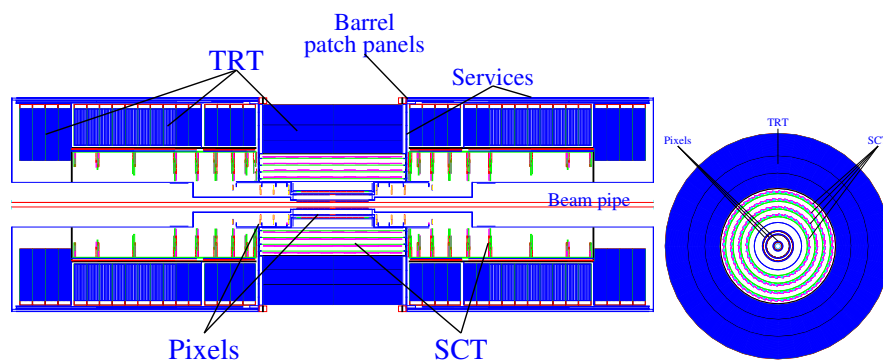


FIG. 2.7 – Détecteur interne [7] : vue en coupe longitudinale (gauche) et transversale (droite). Les différents sous-détecteurs sont le détecteur à pixels, le détecteur à silicium (SCT) et le détecteur à rayonnement de transition (TRT).

Il est constitué de trois sous-détecteurs avec une géométrie constituée de deux régions : une région tonneau, parallèle à l'axe des faisceaux et une région bouchon, perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Le détecteur à pixel et les micropistes situés à une distance très faible des faisceaux, ont un rôle crucial pour la reconstruction des vertex principaux et secondaires. Les couches sont disposées de manière à ce que chaque trace chargée touche au moins 3 couches de pixels et 4 couches de micropistes. La couche externe est constituée de pailles : le système TRT (Transition Radiation Tracker). Le tableau 2.2 présente les caractéristiques des différents sous-détecteurs.

sous-détecteur	position	Résolution ( $\mu\text{m}$ )		Région en $\eta$
		$\sigma_{R\Phi}$	$\sigma_z$	
pixels	1 couche tonneau (B)	12	66	$[-2, 5; 2, 5]$
	2 couches tonneau	12	66	$[-1, 7; 1, 7]$
	$2 \times 5$ disques bouchons	12	77	$[-2, 5; -1, 7] \cup [1, 7; 2, 5]$
SCT	4 couches tonneau	16	580	$[-1, 4; 1, 4]$
	$2 \times 9$ roues bouchon	16	580	$[-2, 5; 1, 4] \cup [1, 4; 2, 5]$
TRT	pailles tonneau (axiaux)	170/paille		$[-0, 7; 0, 7]$
	pailles bouchon (radiaux)	170/paille		$[-2, 5; 0, 7] \cup [0, 7; 2, 5]$

TAB. 2.2 – *Caractéristiques du détecteur interne.*

#### 2.4.1.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels, dit aussi détecteur de vertex, a pour fonction de reconstruire la trajectoire des particules à proximité du point d'interaction. Il permet de reconstruire les vertex primaires, secondaires et d'identifier les particules à durée de vie intermédiaire, comme les mésons beaux et les leptons  $\tau$ . Il couvre la région  $|\eta| \leq 2, 5$ .

Afin de reconstruire le mieux possible les trajectoires, la couche interne doit être placée le plus près possible des faisceaux. Par sa géométrie, le détecteur à pixels doit fournir au moins 3 points de mesure, tout en minimisant la quantité de matière pour ne pas dégrader les mesures des détecteurs suivants. Les pixels, au nombre de 140 millions, doivent avoir une taille la plus faible possible, tout en pouvant subir des radiations particulièrement importantes à proximité des faisceaux : jusqu'à 300 kGy/an et  $5 \times 10^{14}$  neutrons.  $\text{cm}^{-2}$  par an, pendant une période de 10 ans.

Le module de base est un quadrilatère de dimensions  $6, 24 \text{ cm} \times 2, 44 \text{ cm}$  constitué d'une couche de silicium de  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur, couverte de 61440 pixels de dimensions  $50 \mu\text{m} (R\phi) \times 400 \mu\text{m} (z)$ . Le cristal de silicium est constitué d'une jonction de deux milieux semi-conducteurs différents, et soumise à une différence de potentiel. Lorsque des particules traversent le silicium, elles créent des paires électrons-trous. Les charges sont alors collectées puis lues par l'électronique de lecture.

Dans la partie tonneau, le détecteur à pixels est constitué de 3 couches concentriques de modules à pixels, respectivement aux rayons 5,05, 10,1 et 13,2 cm. La

couche la plus proche des faisceaux, appelée couche B, en raison de son importance pour l'étiquetage des b, sera particulièrement irradiée et donc détériorée, et devra pouvoir être changée après plusieurs années de fonctionnement. Ces couches sont montées sur des structures en carbone, qui fournissent un liquide de refroidissement. Les modules (Fig. 2.8) se chevauchent afin d'assurer une bonne herméticité du détecteur.

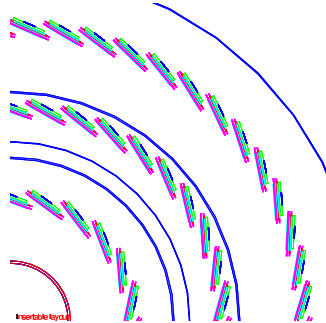


FIG. 2.8 – Vue en coupe du détecteur à pixels [8]. On reconnaît la présence de 3 couches, avec le chevauchement des modules.

Dans la partie bouchons, le détecteur à pixels est constitué de 5 couronnes, en avant et en arrière de la partie tonneau, à des distances en  $z$  entre 49 et 77 cm, et à des rayons entre 10 et 19 cm. Chacune de ces couronnes est constituée de deux roues concentriques. Les modules à pixels sont placés de chaque côté des roues.

La résolution est de  $\sigma_{R\phi} = 12 \mu\text{m}$  dans les deux parties,  $\sigma_z = 66 \mu\text{m}$  dans le tonneau et  $\sigma_R = 77 \mu\text{m}$  dans les bouchons.

#### 2.4.1.2 Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs

Le détecteur à micropistes de semi-conducteurs (SCT pour Semi-Conductor Tracker) couvre la région  $|\eta| \leq 2,5$  et fournit 4 points de mesure.

Chaque détecteur en silicium, de dimensions  $6,36 \text{ cm} \times 6,40 \text{ cm}$  est couvert de 768 pistes de lecture de longueur  $6,4 \text{ cm}$ , de largeur  $80 \mu\text{m}$ . L'avantage du silicium est de permettre des signaux rapides et une excellente résolution spatiale. Lorsqu'une particule traverse le silicium, les électrons de valence passent dans la bande de conduction. Les charges sont collectées par les micropistes. Chaque module contient 4 détecteurs. De chaque côté du module, 2 détecteurs sont reliés, formant des pistes de  $12,8 \text{ cm}$  suivant  $z$ . Les deux paires de détecteurs sont décalés d'un angle stereo de  $40 \text{ mrad}$  suivant  $\phi$ , ce qui permet d'améliorer la résolution en  $R\phi$  et d'obtenir une mesure de  $z$ .

Afin d'assurer une bonne herméticité, les modules sont décalés à  $\pm 1 \text{ cm}$  du rayon nominal. Les modules, au nombre de 2112, sont parallèles à l'axe du détecteur, situées sur 4 cylindres concentriques à des rayons entre 30 et 52 cm, de longueur totale  $1,5 \text{ m}$ , couvrant une superficie totale de  $34 \text{ m}^2$ . Dans la partie bouchon, les modules, au nombre de 1976 sont situées sur 9 couronnes à des distances entre 80 cm

et 2,80 m, couvrant une superficie totale de 27 m<sup>2</sup>. Ces couronnes ont un recouvrement de 4 mm dans la direction radiale pour assurer une bonne herméticité.

La surface totale couverte est de 61,1 m<sup>2</sup> pour environ 6 millions de voies de lecture. La résolution est de 16  $\mu\text{m}$  dans le plan  $R\phi$ , ce qui permet de bien reconstruire la courbure des traces, et de 580  $\mu\text{m}$  dans la direction  $z$ . Le détecteur SCT doit résister aux radiations : environ 10 kGy/an, et un flux maximal de  $2 \times 10^{13}$  neutrons.cm<sup>-2</sup> par an.

### 2.4.1.3 Le détecteur à rayonnement de radiation

Le détecteur à rayonnement de transition (TRT pour Transition Radiation Tracker) permet de mesurer la courbure de la trajectoire des particules, en utilisant une technologie à coût réduit et avec une densité de matière par trace moindre que les autres détecteurs. Il permet de collecter 36 points de mesure supplémentaires par trace, permettant une détermination efficace de la trajectoire des particules chargées dans le plan  $R\phi$ . Il permet ainsi d'accéder à une bonne précision de la mesure de l'impulsion de ces particules et de bien reconstruire les traces. Il couvre la région  $|\eta| \leq 2,5$  et contient 420000 capteurs.

Une paille de 4 mm de diamètre est remplie d'un mélange gazeux de 70 % de Xénon, 20 % de méthane et 10 % de  $\text{CO}_2$ . En son centre, se trouve un fil de 30  $\mu\text{m}$  de diamètre, composé de tungstène recouvert d'or, soumis à une haute tension. Le fil et la paroi constituent respectivement l'anode et la cathode. Lors du passage d'une particule chargée, une ionisation se crée et est collectée par l'anode. Un plan d'alignement en polyimide (kapton) permet de maintenir mécaniquement les pailles (Fig. 2.9). La coque externe, en fibre de carbone permet d'assurer une bonne rigidité du module.

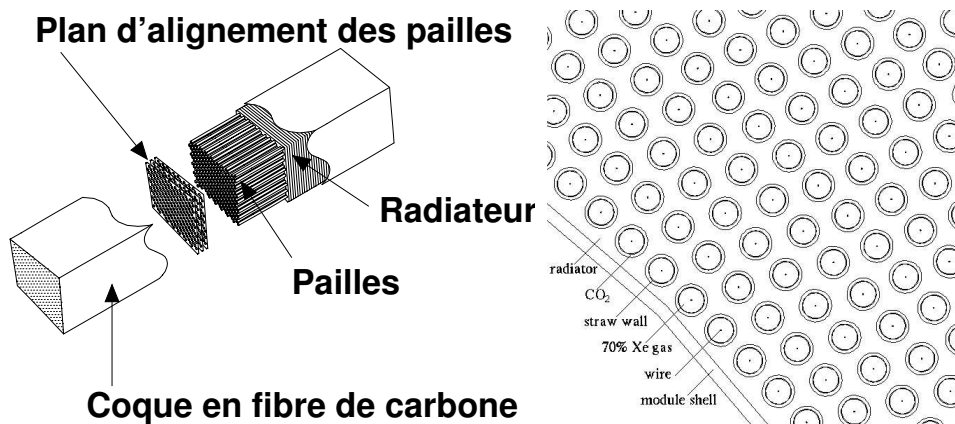


FIG. 2.9 – Vue en 3D isométrique (gauche) du TRT [8]. Le radiateur permet de produire le rayonnement de transition et les pailles sous haute tension permettent de collecter les électrons d'ionisation. Sur la figure de droite, on distingue l'organisation spatiale de la matrice de pailles.

De plus, la paille est entourée de fibres de polypropylène/polyéthylène. Pour les

particules chargées, le changement de milieu de l'extérieur (radiateur) vers l'intérieur produit un rayonnement de transition (photons), qui est absorbé par le Xénon, produisant des électrons d'ionisation, eux aussi détectés par l'anode. Ce rayonnement de transition augmente avec le rapport  $\beta = E/m$  où  $E$  est l'énergie de la particule et  $m$  sa masse. Ainsi, dans le TRT, les électrons déposent deux fois plus d'énergie (Fig. 2.10) que les autres particules. Ce détecteur permet donc une identification des électrons.

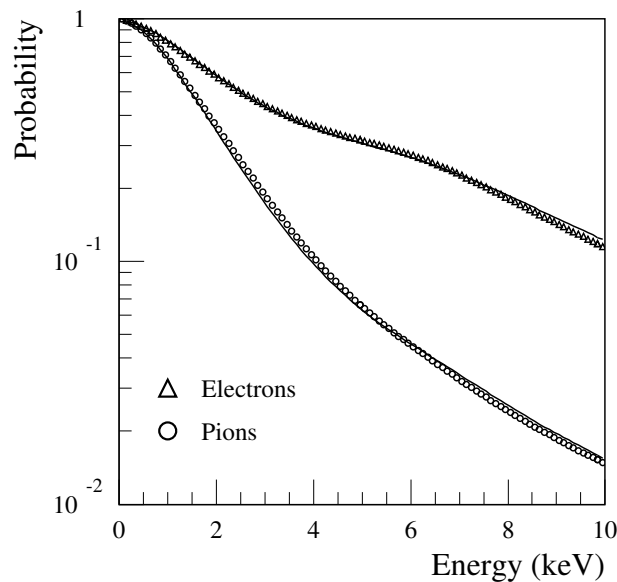


FIG. 2.10 – Probabilité que le dépôt d'énergie des électrons et pions dans les pailles du TRT [8] excède le seuil d'énergie précisé en abscisse pour les. Les points correspondent aux données de test en faisceaux, les lignes correspondent aux données de simulation obtenues avec GEANT 3.

Dans la partie tonneau, il y a 3 couches de 32 modules, avec des pailles de 150 cm de longueur. Dans la partie bouchons, il y a 18 couronnes, avec des pailles de 39 à 55 cm de long, orientées radialement. La résolution est comprise entre 170 et 240  $\mu\text{m}$ . Les moins bonnes résolutions sont dues aux passages de plusieurs particules dans les pailles qui perturbent la mesure du temps de dérive.

#### 2.4.1.4 Performances

Les résolutions obtenues sur une trace avec les données du Data Challenge 1 (DC1), utilisant Athena, le logiciel de simulation d'ATLAS, sont [9], avec  $P_T$  en  $\text{GeV}/c$  et  $d_0$  le paramètre d'impact :

$$\sigma(1/P_T) = 0,55 \oplus \frac{22}{P_T \sqrt{\sin \theta}} (\text{c.TeV}^{-1}) \quad \sigma(d_0) = 10 \oplus \frac{94}{P_T \sqrt{\sin \theta}} (\mu\text{m}) \quad (2.2)$$

#### 2.4.1.5 Le champ magnétique

Un solénoïde central fournit un champ magnétique de 2 T pour le détecteur interne. Il est constitué d'une bobine supraconductrice en aluminium, cuivre, niobium



et titane de 2,44 m de diamètre, fonctionnant à la température de 4,5 K et parcourue par un courant de 7600 A. Il se trouve dans le cryostat de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, dans une enceinte séparée remplie d'hélium liquide.

## 2.4.2 Le système de calorimétrie

Autour du trajectographe interne se trouve le système de calorimétrie (Fig. 2.11). Deux calorimètres sont présents : le calorimètre électromagnétique [10] utilisant l'argon liquide, et le calorimètre hadronique, utilisant soit des tuiles de scintillateurs dans la partie centrale, soit la technologie argon liquide dans la partie bouchon.

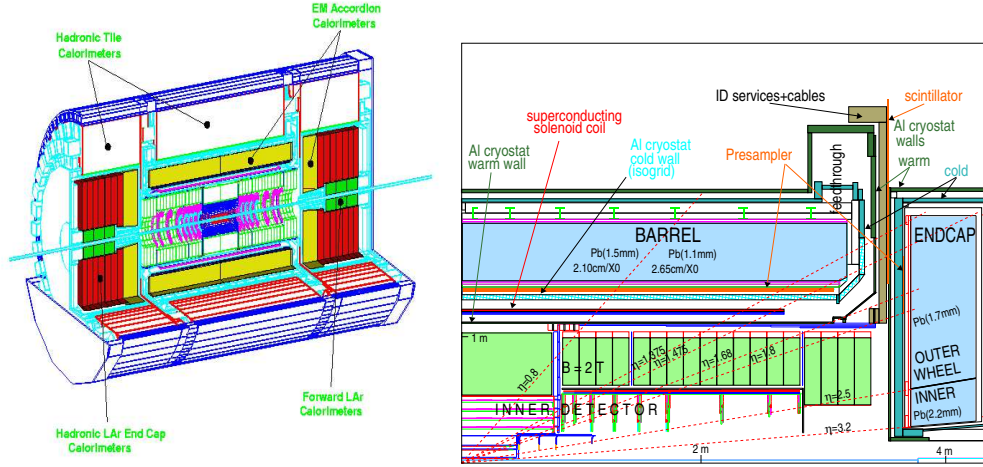


FIG. 2.11 – Vue générale [10] du système de calorimétrie en 3D isométrique (gauche) et en coupe (droite). Il se divise en un calorimètre électromagnétique à argon liquide et un calorimètre hadronique, utilisant deux technologies : les tuiles et l'argon liquide.

Le calorimètre électromagnétique [10], contenant 173312 canaux (109568 dans la partie tonneau, 63744 dans les parties bouchons), est composé d'un tonneau dans la région  $|\eta| < 1,475$  (longueur 6,4 m, rayons intérieur et extérieur respectivement 1,25 m et 2,25 m), et deux bouchons aux pseudorapidités  $1,375 < |\eta| < 3,2$ . Le calorimètre hadronique est composé d'un tonneau pour  $|\eta| < 1,7$  et de deux bouchons pour  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ainsi qu'un calorimètre avant (FCAL pour Forward Calorimeter) pour  $3,1 < |\eta| < 4,9$ .

### 2.4.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet de mesurer l'énergie des particules de nature électromagnétique (électrons, positrons, photons), mais il peut également être utilisé pour détecter les muons. Il est divisé en un tonneau couvrant la gamme de pseudorapidité  $|\eta| < 1,475$  et deux bouchons aux régions  $1,375 < |\eta| < 3,2$ . A cause de la transition (Fig. 2.12) entre les différentes parties du calorimètre, et de la nécessité d'une zone de service pour faire passer les câbles, une zone de transition de moindre acceptance existe à  $\eta = 1,45$  d'extension  $\Delta\eta = 0,15$ . Un scintillateur est mis en place pour récupérer partiellement l'acceptance.

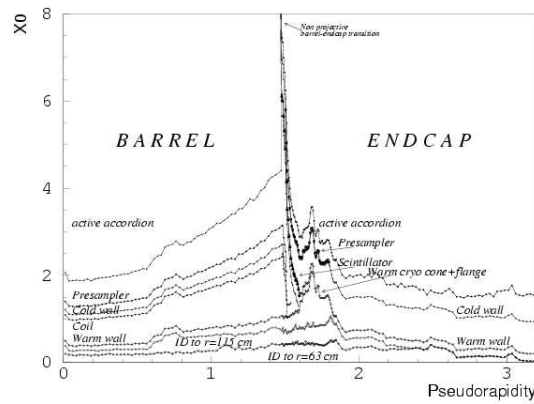


FIG. 2.12 – Quantité de matière morte dans le TDR [10] en longueurs de radiations  $X_0$  (définie comme la longueur pour laquelle l'énergie de la particule est divisée par  $e$ ) en fonction de la pseudo-rapidity  $\eta$ . On observe bien le gap à  $\eta = 1,45$ .

Le principe de fonctionnement est de freiner les électrons, positrons et photons avec un matériau lourd, le plomb, puis de mesurer les particules secondaires produites en mesurant les charges créées dans l'argon liquide par ionisation. Ces particules secondaires sont produites par rayonnement de freinage (bremsstrahlung) pour les électrons et par création de paires électron-positron pour les photons. Tant que leur énergie est suffisante, le phénomène continue en cascade et donne lieu à une gerbe électromagnétique. Les caractéristiques de la gerbe (profondeur, largeur) permettent l'identification des particules. Afin de permettre une bonne identification de ces particules issues de la gerbe, le calorimètre électromagnétique est segmenté en trois compartiments longitudinaux (Fig. 2.13) et un prééchantillonneur, qui seront détaillés dans le chapitre suivant.

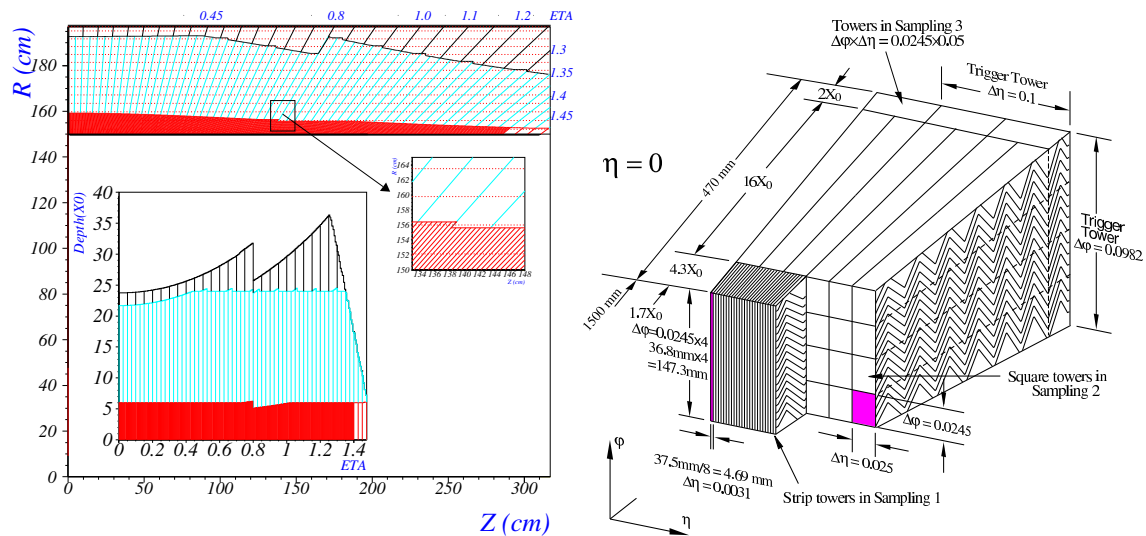


FIG. 2.13 – Structure en compartiments du calorimètre électromagnétique [10]. Trois compartiments existent : un premier compartiment, de faible extension, pour distinguer les  $\pi^0$  des photons, un second compartiment, de grande extension, pour mesurer la majeure partie de la gerbe, et un troisième compartiment, pour mesurer la queue de gerbe.

## Performances attendues

La résolution attendue pour le calorimètre électromagnétique est, avec  $E$  en GeV :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,1}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,25}{E} \oplus 0,007 \quad (2.3)$$

Pour les angles, la résolution attendue est, avec  $E$  en GeV :

$$\frac{\sigma_\eta}{E(\text{GeV})} = \frac{3 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{E}} \quad \frac{\sigma_\theta}{E} = \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E}(\text{GeV})} \quad (2.4)$$

$$\frac{\sigma_\phi}{E(\text{GeV})} = \frac{15 \text{ mrad}}{\sqrt{E}} \quad \frac{\sigma_z (cm)}{E} = \frac{1,4}{\sqrt{E}} \quad (2.5)$$

Le calorimètre électromagnétique est étudié plus en détail dans le chapitre suivant.

### 2.4.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure l'énergie des jets, signature expérimentale des quarks et des gluons. Il est constitué de différentes parties (Fig. 2.14) : le calorimètre à tuiles (tonneau), les calorimètres bouchons et le calorimètre avant, ces deux derniers utilisant une technologie à argon liquide. L'ensemble de ce détecteur couvre la région  $|\eta| \leq 4,9$ .

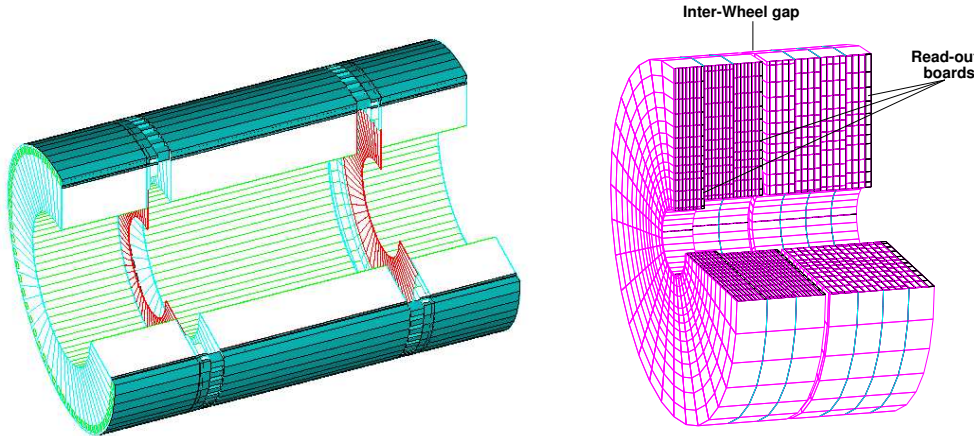


FIG. 2.14 – Vue générale du calorimètre hadronique [11] : partie tonneau, avec deux extensions (gauche) et bouchon (droite). La partie FCAL n'est pas présentée sur cette figure mais est visible sur la figure 2.16.

Les caractéristiques attendues pour le calorimètre hadronique résultent des contraintes suivantes [10] :

#### Couverture angulaire

Afin de reconstruire les jets avant et assurer une bonne mesure de l'énergie manquante, la couverture angulaire doit s'étendre jusqu'à  $|\eta| = 5$ .

granularité

Le critère de granularité le plus strict provient de la désintégration  $W \rightarrow jet\ jet$  à haut pt, dans la région  $|\eta| < 3$ , qui nécessite [10] une granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ . Aux plus hautes pseudorapidités, une granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$  est suffisante.

résolution en énergie

Les résolutions nécessaires sont les suivantes, avec E en GeV :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ pour } |\eta| < 3 \quad (2.6)$$

$$\frac{\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \text{ pour } 3 < |\eta| < 5 \quad (2.7)$$

linéarité de réponse

Le critère le plus strict pour la linéarité de réponse du calorimètre hadronique provient de l'étude de la composition des quarks où l'échelle d'énergie des jets doit être linéaire à mieux que 2 % jusqu'à une énergie transverse de 4 TeV. Cette échelle d'énergie correspond à la réponse du calorimètre pour la mesure de l'énergie des jets et au fait que la mesure de l'énergie d'un jet est dégradé par les régions non instrumentées.

Epaisseur totale

L'épaisseur totale (calorimètre électromagnétique et hadronique) d'environ 10 longueurs de radiations ( $\lambda$ ) est nécessaire pour contenir la gerbe, à la fois pour une bonne résolution en énergie et pour réduire le bruit dans les chambres à muons.

bruit

A basse luminosité, le bruit électronique est important à considérer pour la reconstruction des jets de basse énergie. Cependant, ce bruit est dominé par le calorimètre électromagnétique avec son grand nombre de canaux. En revanche, à haute luminosité, l'empilement est potentiellement important dans la calorimétrie hadronique à argon liquide, située à haute rapidité, ce qui nécessite une réponse rapide.

Rapidité de réponse

Un temps au pic du signal de l'ordre de 40 ns est nécessaire dans le calorimètre hadronique à argon liquide pour minimiser le bruit total à haute luminosité. La capacité de reconnaissance de croisements de faisceaux au niveau des tours de déclenchement nécessite une résolution de quelques nanosecondes.

**Le calorimètre à tuiles**

Le calorimètre à tuiles [11] est composé d'une partie centrale, de 5,3 m de long, couvrant les pseudorapidités  $|\eta| < 1$  et de deux prolongements de 2,63 m de long, couvrant la région  $0,8 \leq |\eta| \leq 1,7$ , séparés de la partie centrale par un interstice de 68 cm. Il occupe la région entre les rayons  $r = 2,28$  m et  $r = 4,25$  m. L'interstice permet de sortir les signaux des détecteurs plus proches du point d'interaction : détecteur interne et calorimètre électromagnétique. Au niveau de l'interstice

se trouve une couche de scintillateur pour couvrir l'angle solide non couvert par les tonneaux.

Le principe est d'utiliser des plaques de fer de 14 mm d'épaisseur comme absorbeur et des tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur comme milieu actif (Fig. 2.15). Les particules incidentes créent une gerbe par interaction avec le fer. Les particules secondaires, lorsqu'elles traversent les tuiles, excitent le milieu scintillant qui émet en retour des photons, lus sur les deux côtés des tuiles par des fibres à décalage de longueur d'onde (WLS), puis convertis en signaux électriques par des photomultiplicateurs.

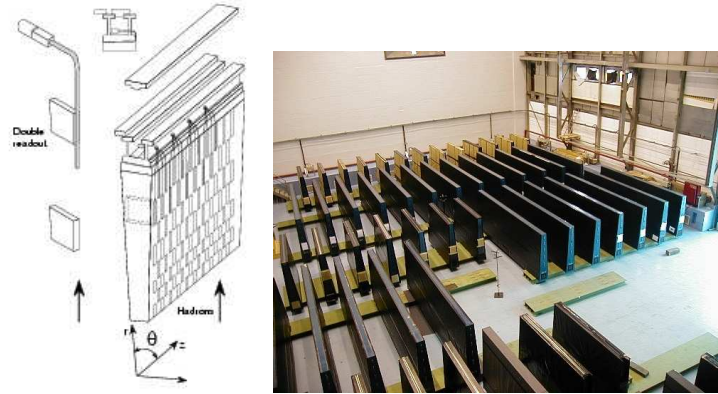


FIG. 2.15 – Principe de fonctionnement [11] des tuiles et photographie de modules à tuiles.

Le détecteur est segmenté longitudinalement en 3 compartiments d'épaisseurs respectives  $1,4 \lambda$ ,  $4,0 \lambda$  et  $1,8 \lambda$  à  $\eta = 0$ . Dans la direction azimutale, le détecteur est divisé en 64 modules, constituant ainsi 10000 cellules. Le tableau 2.3 présente la granularité.

		tonneau	tonneau (extension)
couverture		$ \eta  < 1,0$	$0,8 <  \eta  < 1,7$
segmentation longitudinale		3 compartiments	3 compartiments
granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	compartiment 1	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$
	compartiment 2	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$
	compartiment 3	$0,2 \times 0,1$	$0,2 \times 0,1$

TAB. 2.3 – Granularité du calorimètre hadronique à tuiles.

## Le bouchon hadronique

Les bouchons hadroniques (HEC), placés derrière les roues EMEC, couvrent la région  $1,5 < |\eta| < 3,2$ . Ils sont composés (Fig. 2.16) de deux roues de rayon externe  $r = 2,09$  m et de poids respectifs 67,3 et 89,9 tonnes. La première roue de 81,6 cm d'épaisseur, est située à  $|z| = 4,26$  m. Un interstice de 40 mm sépare les deux roues. La seconde roue s'arrête à  $|z| = 6,12$  m.

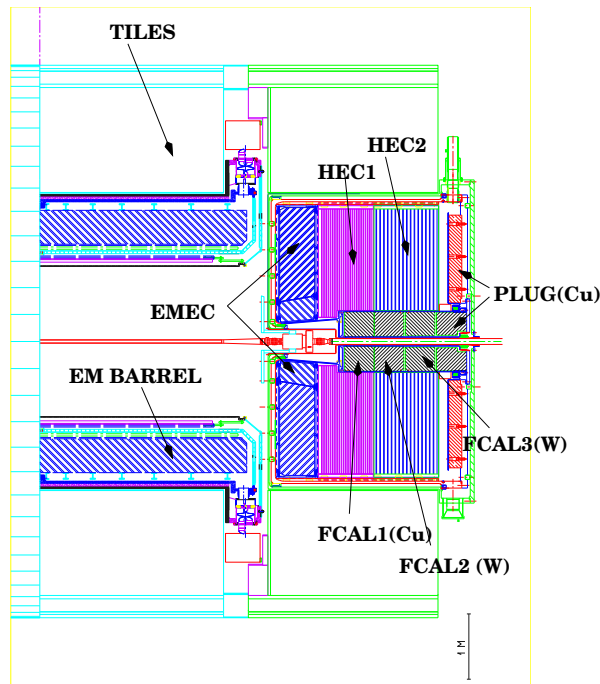


FIG. 2.16 – Structure des roues [10] des calorimètres électromagnétique et hadronique dans la partie bouchons.

Comme les cryostats bouchons contiennent à la fois les roues électromagnétiques et hadroniques, le milieu actif choisi est l'argon liquide. Ce choix permet une bonne tenue aux radiations, contrairement aux scintillateurs, pour lesquels la lumière émise varie lorsqu'ils sont fortement irradiés. Le milieu passif est le cuivre. Les plaques de cuivre ont une épaisseur de 25 mm dans la première roue et de 50 mm dans la seconde. Elles sont disposées dans le plan transverse aux faisceaux et séparées par un interstice de 8,5 mm, au milieu duquel se trouve une électrode de lecture. Cette structure permet d'avoir des gaps petits permettant d'avoir un champ électrique intense tout en conservant des hautes tensions raisonnables (de l'ordre de 2 kV). Ainsi, le temps de collection des signaux est court. Les électrodes sont constituées de deux couches externes portant les hautes tensions et une couche interne assurant la collection du signal par couplage capacitif.

Les deux roues sont composées de 32 modules en  $\phi$ , constituant au total 4416 cellules de mesure et 1536 voies de déclenchement. Le tableau 2.4 présente la granularité des bouchons hadroniques.

	tonneau	bouchon	
couverture	-	$1,5 <  \eta  < 3,2$	
segmentation longitudinale	-	3 compartiments	
granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	-	$0,1 \times 0,1$	$1,5 <  \eta  < 2,5$
	-	$0,2 \times 0,2$	$2,5 <  \eta  < 3,2$

TAB. 2.4 – Granularité du bouchon hadronique à argon liquide.

### 2.4.2.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant (FCAL pour Forward Calorimeter), couvrant la région  $3,1 < |\eta| < 4,9$ , permet de mesurer l'énergie à grande valeur de pseudorapidité  $\eta$ , permettant ainsi indirectement de mesurer l'énergie transverse manquante. Dans cette région, la radiation est très importante, ce qui nécessite des absorbeurs résistants aux radiations. Le détecteur est découpé en 4 modules utilisant différents milieux absorbeurs.

Le premier module utilise pour absorbeur du cuivre, les deux suivants utilisent du tungstène, milieu très dense permettant d'arrêter les gerbes de haute énergie et d'éviter les fuites d'énergie en dehors du détecteur. Un quatrième module non instrumenté est placé à l'arrière du FCAL et sert de protection au spectromètre à muons contre les queues de gerbes hadroniques. Le principe (Fig. 2.17) est d'utiliser une matrice d'absorbeurs percée de trous cylindriques. Ces trous cylindriques sont remplis par des tubes fins de l'absorbeur, définissant une très fine couche d'argon liquide (gap d'épaisseur  $250\ \mu\text{m}$  dans le premier module et  $350\ \mu\text{m}$  dans les deux suivants).

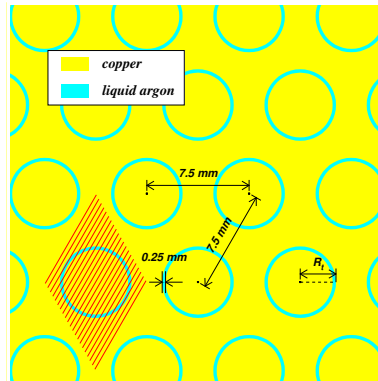


FIG. 2.17 – Principe de la matrice d'absorbeurs [10] (dépendant du module) et de fines couches d'argon liquide munies d'un fil anodique pour collecter les électrons d'ionisation.

La linéarité doit être de quelques % entre 20 et 300 GeV et l'uniformité doit être de 1 à 2 % pour les pions. Le tableau 2.5 présente la segmentation du FCAL.

	tonneau	bouchon
couverture	-	$3,1 <  \eta  < 4,9$
segmentation longitudinale	-	3 compartiments
granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	-	$\sim 0,2 \times 0,2$

TAB. 2.5 – Granularité du calorimètre hadronique avant à argon liquide (FCAL).

## Performances

Des tests en faisceaux ont évalué les performances de modules de pré-série, en accord avec celles souhaitées [10]. La résolution en énergie est

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ pour les jets dans } |\eta| < 3 \quad (2.8)$$

$$\frac{\sigma_{E_T}}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \text{ pour les jets dans } 3 < |\eta| < 5 \quad (2.9)$$

Le système de calorimétrie est entouré par le spectromètre à muons, qui définit le rayon extérieur d'environ 11 m du détecteur, et s'étend de part et d'autre du milieu à 12,5 m en longueur.

### 2.4.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (Fig. 2.18), grâce à un champ magnétique toroïdal, définissant un champ magnétique orthogonal au champ solénoïdal, permet de mesurer l'impulsion des muons de façon indépendante du détecteur interne. Il est divisé en une partie centrale couvrant la région  $|\eta| < 1,4$  et deux bouchons couvrant la région  $1,4 \leq |\eta| < 2,7$ .

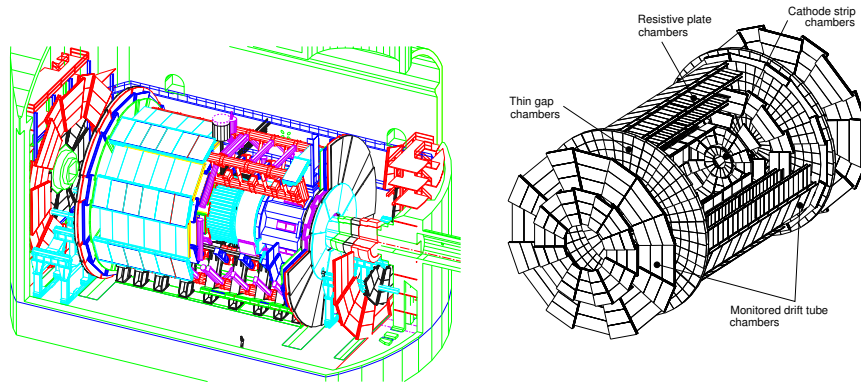


FIG. 2.18 – Différentes vues du spectromètre à muons [12].

#### 2.4.3.1 Champ magnétique [13]

Tandis que l'aimant du calorimètre électromagnétique courbe la trajectoire dans le plan  $r\phi$ , celui du spectromètre à muons courbe la trajectoire dans le plan  $rz$ .

Pour  $|\eta| \leq 1,0$  la partie tonneau est constituée de 8 bobines supraconductrices (Barrel Toroid). La zone couverte par le champ magnétique est un cylindre de rayon interne et externe de 4,7 m et 10,05 m. Le champ atteint 3,9 T pour un courant de 20,5 kA.



Pour  $1,4 \leq |\eta| \leq 2,7$  la partie bouchons est constituée de deux bouchons (End Cap Toroids) avec 8 bobines supraconductrices logeant dans un cryostat unique. La zone de champ couvre les rayons compris entre 0,825 m et 5,35 m. Le champ atteint 4,1 T pour un courant de 20 kA.

Dans la région de transition  $1,0 \leq |\eta| \leq 1,4$ , la courbure des particules chargées est assurée par la superposition des deux champs magnétiques. La reconstruction des traces nécessite une très bonne compréhension du champ  $\vec{B}$  dans le détecteur.

Le spectromètre à muons possède des chambres de précision ainsi que des chambres de déclenchement. Pour chacune de ces chambres, deux types de détecteurs existent pour tenir compte d'une grande fluctuation des taux de comptage en fonction de  $\eta$  : MDT et CSC pour les chambres de précision, RPC et TGC pour les chambres de déclenchement. La figure 2.19 présente la disposition des chambres dans le détecteur.

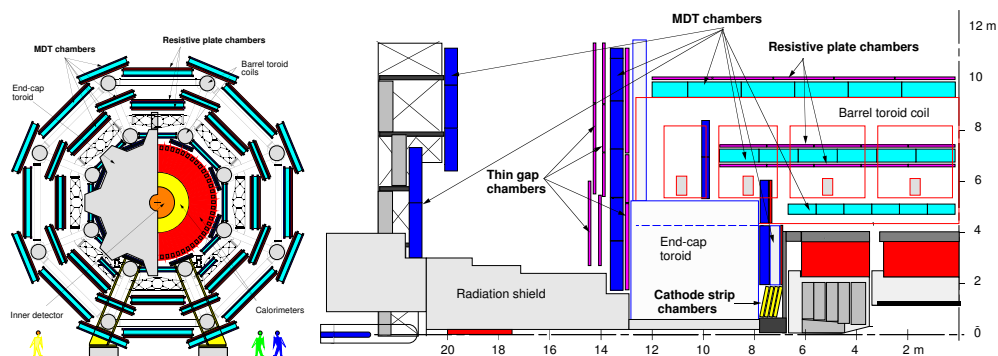


FIG. 2.19 – Vues en coupe du spectromètre à muons [12].

### 2.4.3.2 Chambres de précision

Les chambres MDT (Monitored Drift Tubes), présentées sur la figure 2.20, sont des chambres constituées de tubes en aluminium de 30 mm de diamètre, avec une paroi de  $400 \mu\text{m}$  d'épaisseur et une longueur de 0,9 à 6,2 m. Un fil en tungstène-rhénium de  $50 \mu\text{m}$  est soumis à une tension dans le tube. Le gaz à l'intérieur est composé de 93 % d'argon, de 7 % de dioxyde de carbone sous une pression de 3 bars. Les chambres, composées de tubes, sont disposées en 3 compartiments dans la partie centrale et la partie bouchons. En raison des déformations mécaniques dues à la grande extension des tubes<sup>3</sup> et à l'effet du champ magnétique toroïdal, les déformations mécaniques des tubes sont suivies et corrigées par des systèmes optiques.

Ces chambres permettent une reconstruction des traces avec une précision de  $300 \mu\text{m}$  [14], [15] par point de mesure. Il y a au total 1194 modules MDT, couvrant  $5500 \text{ m}^2$  soit 370000 cellules de lectures.

<sup>3</sup>Disposer d'un grand nombre de points d'appui aurait pour conséquence l'existence de zones mortes.



FIG. 2.20 – Photographie d'une chambre à muons (MDT) [12].

Dans les régions à grande pseudorapidité  $2 \leq |\eta| \leq 2,7$ , le flux des particules ( $> 200 \text{ Hz/cm}^2$ ) est trop important et ne permet plus d'utiliser les MDT. Les chambres à cathodes de rubans CSC (Cathodes Strips Chambers) sont utilisées, avec une meilleure granularité. Ce sont des chambres proportionnelles multifils avec des cathodes segmentées en bandes de lecture, séparées par un pas de 5,08 mm. Le gaz utilisé est un mélange de 30 % d'argon, de 50 % de  $\text{CO}_2$  et de 20 % de  $\text{CH}_4$ . Une chambre est composée de 2 plaques cathodiques externes. Au milieu de ces plaques se trouve un plan de fils anodiques espacés de 2,54 mm. La résolution obtenue avec les prototypes de test [12] est de l'ordre de 50 à 70  $\mu\text{m}$  en fonction du taux de comptage. Il y a au total 32 chambres CSC, couvrant  $27 \text{ m}^2$ , soit 67000 cellules de lecture.

### 2.4.3.3 Chambres de déclenchement

La figure 2.21 présente une vue en coupe du spectromètre à muons avec les chambres de déclenchement.

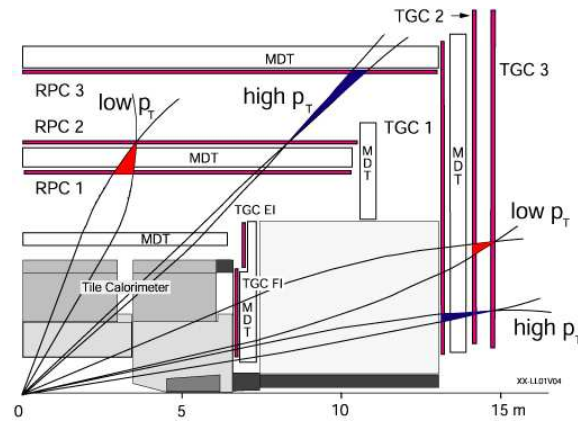


FIG. 2.21 – Vue en coupe du spectromètre à muons avec les chambres de déclenchement [12].

Dans la partie tonneau, le déclenchement se fait par les chambres à plaques résistives RPC (Resistive Plate Chambers). Ce sont des chambres à plaques parallèles en bakélite délimitant un gap de 2 mm de gaz composé de  $C_2H_2F_6$  et de  $SF_6$  où règne un champ électrique de  $4,5 \text{ kV.mm}^{-1}$ , provoquant la multiplication par avalanche des électrons déposés par l'ionisation primaire. Les plaques sont couvertes de peinture qui permet de les connecter à haute tension. Lorsqu'une particule arrive, elle ionise le gaz et les électrons d'ionisation primaires sont déviés vers les électrodes par le champ électrique. Le signal électrique est lu sur des bandes métalliques (strips) sur chaque face des plaques de bakélite. Une chambre RPC est composée de deux couches rectangulaires de détecteurs lues par deux séries de bandes métalliques orthogonales entre elles. Les bandes constituant les rubans en  $\eta$  sont parallèles aux fils des chambres MDT, donnant une image de la mesure des MDT au premier niveau de déclenchement. Les bandes orthogonales donnent une granularité en  $\phi$ . Elles servent pour le déclenchement de niveau 1 mais sont aussi utilisées pour la reconstruction des traces dans le programme de reconstruction. Les RPC sont situées de part et d'autre des MDT pour les chambres MDT intermédiaires, et sur la face externe des chambres MDT externes. Il y a au total 596 chambres, couvrant  $3650 \text{ m}^2$ , soit 355000 cellules. La résolution spatiale est de l'ordre du cm, la résolution temporelle de l'ordre de 25 ns.

Les chambres à gap fin TGC (Thin Gap Chambers) sont des chambres analogues aux CSC, mais avec un pas entre fils d'anode de 1,8 mm et une distance entre cathodes de 2,8 mm. Les fils d'anode ont un diamètre de  $50 \mu\text{m}$  et sont parallèles aux fils des MDT. Ils fournissent les signaux de déclenchement de niveau 1. Les signaux des bandes métalliques orthogonales fournissent des informations sur l'autre coordonnée du point d'impact au système L1 et aux algorithmes de reconstruction. Le gaz utilisé comporte un absorbeur (quencher) contenant 55 % de  $CO_2$  et 43 % de n-pentane.

La taille de l'ordre de la dizaine de mètres du spectromètre à muons et la précision souhaitée de l'ordre de la dizaine de microns nécessitent de disposer d'un système d'alignement des chambres reposant sur l'utilisation de guidages laser.

#### 2.4.3.4 Performances

Le spectromètre à muons est construit pour mesurer les muons de grand  $p_t$ . Il peut cependant mesurer les muons sur une gamme de quelques GeV/c à plusieurs TeV/c. Les performances attendues sont :

- une résolution de 6 à 8 % pour  $P_t < 10 \text{ GeV/c}$ . Cette résolution plus faible qu'aux hautes impulsions transverses est due à la sensibilité des mesures aux fluctuations de pertes d'énergie des muons dans les calorimètres. Grâce à l'information des détecteurs internes, la résolution peut être améliorée. Par exemple, on peut avoir :
- une résolution de 2 % pour les muons de  $P_t = 2 \text{ GeV/c}$ ,
- une résolution de l'ordre de 2 % pour  $P_t < 250 \text{ GeV/c}$ , qui est limitée par la diffusion multiple,
- une résolution de 10 % pour  $P_t = 1 \text{ TeV/c}$ . En effet, pour les très grandes impulsions transverses, la dégradation de résolution se fait sentir en raison de la faible courbure

des traces. Les mesures sont alors très sensibles à l'étalonnage et l'alignement des modules.

Le tableau 2.6 résume les voies de lecture du spectromètre à muons.

	chambres de précision		chambres de déclenchement	
	CSC	MDT	RPC	TGC
nb chambres	32	1194	596	192
nb canaux lecture	67000	370000	355000	440000
surface couverte( $m^2$ )	27	5500	3650	2900

TAB. 2.6 – Voies de lecture du spectromètre à muons.

### 2.4.4 Le système de déclenchement

La fréquence de croisement de faisceaux de protons dans l'expérience ATLAS est de 40 MHz. Compte tenu d'un nombre d'interactions de l'ordre de 23 par croisement de faisceaux, cela donne un nombre de collisions de l'ordre de  $10^9$  par seconde. Sans présélection, le volume de données serait trop considérable pour être analysé. De plus, un grand nombre de collisions donnent lieu à des processus de faible énergie qui ne présentent pas d'intérêt pour la physique recherchée dans ATLAS. A titre d'exemple, la diffusion inélastique proton-proton a une section efficace de l'ordre de 70 mb, tandis que la section efficace de production d'un boson de Higgs à 120 GeV/c<sup>2</sup> est de l'ordre de 20 pb (au LO), soit 9 ordres de grandeur inférieure.

Le système de déclenchement et d'acquisition DAQ (Data AcQuisition) [16, 17], dont le schéma d'organisation est présenté sur la figure 2.22, est l'organe sélectionnant en ligne les événements de physique intéressants à partir de critères de physique pertinents, ce qui permet de sélectionner le bruit de fond et le signal efficacement. Le but est de sélectionner 200 événements par seconde qui seront stockés sur support permanent. Pour aboutir à une telle réduction, 3 niveaux de déclenchements successifs opèrent, chaque niveau affinant la sélection du niveau précédent.

Le déclenchement de niveau 1 (LVL1) est basé sur l'information des calorimètres et du spectromètre à muons. Il réduit le flux de données de 40 MHz à 75 kHz. Les critères de déclenchement correspondent à l'énergie des clusters, la multiplicité des traces, l'énergie transverse manquante. Il permet notamment de déterminer quelles sont les régions du détecteur touchées, définissant les ROI (Region Of Interest), qui seront explorées plus en détail au niveau suivant. Les événements sélectionnés au niveau L1 sont acheminés vers l'acquisition centrale dont le premier étage est constitué par les ROB. Le temps de traitement nécessaire pour obtenir une réponse à ce niveau est de l'ordre de 2,5  $\mu s$ . Il n'induit pas de temps mort car dans les détecteurs, les informations sont stockées dans des mémoires tampons.

Le déclenchement de niveau 2 (LVL2) utilise l'information de l'ensemble du détecteur mais limité aux ROI. Il reconstruit l'énergie et l'impulsion des particules

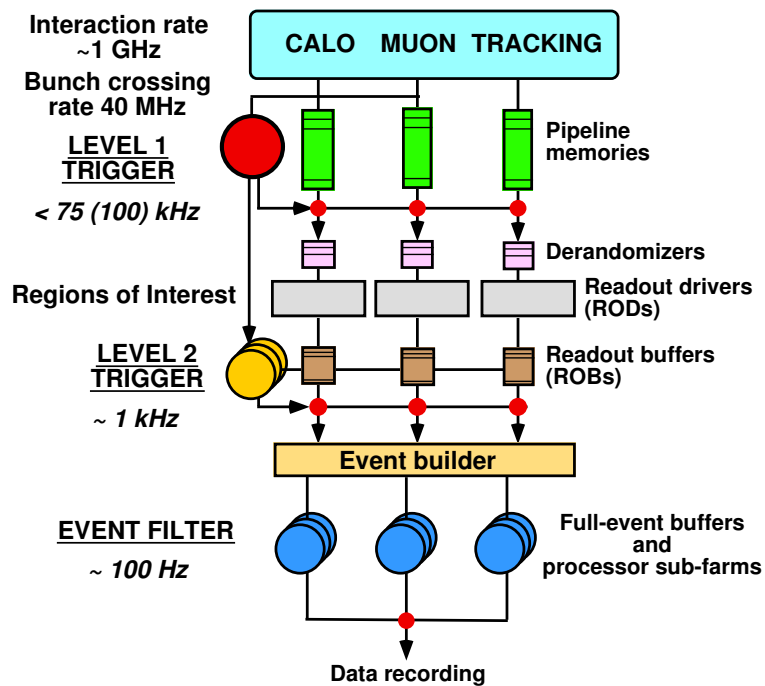


FIG. 2.22 – Architecture du système de déclenchement [16] présentant les différents niveaux de sélection et donnant les taux maxima d'événements à chaque niveau.

et les identifie. Il réduit la fréquence de flux de données de 75 kHz à 3 kHz. Son temps de latence est de 10 ms.

Une ferme d'ordinateurs analyse complètement les événements ayant passé le niveau 2. Les événements sont alors complètement reconstruits. Après ce déclenchement de niveau 3, le flux est de 200 Hz. Ces données sont stockées sur disques ou bandes et mises à disposition des groupes de physique.

# Bibliographie

- [1] Page d'accueil du CERN :  
*[http : //user.web.cern.ch/user/Welcome.html](http://user.web.cern.ch/user/Welcome.html)*
- [2] S. Eidelman et al., Phy. Lett., B592:1, 2004.
- [3] J. B. Jowett, J. M. Jeanneret, K. Schindl, Heavy ions beams in the LHC, prepared for Particle Accelerator Conference (PAC 03), Portland, Oregon, 12-16 mai 2003.  
D. Brandt, Review of the LHC ion programme, CERN-LHC-PROJECT-REPORT-450.
- [4] ATLAS Collaboration, Letter of Intent for a General-Purpose pp Experiment at the LHC at CERN, CERN/LHCC/l 2, 1er octobre 1992.
- [5] ATLAS Collaboration, Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN, CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2, 15 Décembre 1994.
- [6] Page d'accueil d'ATLAS :  
*[http : //atlas.web.cern.ch/Atlas/internal/Welcome.html](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/internal/Welcome.html)*
- [7] ATLAS collaboration, TDR ATLAS detector and physics performance, vol. 1, 1999, CERN/LHC 99-14, ATLAS-TDR-14.
- [8] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 1, CERN/LHCC/97-16, 30 avril 1997.  
ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, Volume 2, CERN/LHCC/97-17, 30 avril 1997.  
ATLAS Collaboration, Pixel Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/98-13, 31 mai 1998.
- [9] N. Benekos, R. Clift, M. Elsing, A. Poppleton, Atlas scientific note ATL-INDET-004-002, Atlas Inner Detector Performance.
- [10] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41, 15 décembre 1996.

ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, 15 décembre 1996.

- [11] ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42, 15 décembre 1996.
- [12] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22, 31 mai 1997.
- [13] ATLAS Collaboration, Magnet System Technical Design Report, CERN/LHCC/97-18, 30 avril 1997.  
ATLAS Collaboration, Barrel Toroid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-19, 30 avril 1997.  
ATLAS Collaboration, End-Cap Toroids Technical Design Report, CERN/LHCC/97-20, 30 avril 1997.  
ATLAS Collaboration, Central Solenoid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-21, 30 avril 1997.
- [14] L. Pontecorvo, The ATLAS Muon Spectrometer, 4th International Symposium on LHC : Physics and Detectors LHC 2003, 1-3 May 2003, Scientific Note SN-ATLAS-2003-030.
- [15] S. Horvat, O. Kortner, H. Kroha, A. Manz, S. Mohrdieck, V. Zhuravlov, Precision drift chambers for the ATLAS muon spectrometer, eConf C030626 (2003) FRAP13, physics/0308096.
- [16] ATLAS Collaboration, First-Level Trigger Technical Design Report, CERN/LHCC/98-14, 30 juin 1998.  
ATLAS Collaboration, Trigger Performance Status Report, CERN/LHCC/98-15, 30 juin 1998.
- [17] ATLAS Collaboration, DAQ, EF, LVL2 and DCS Technical Progress Report, CERN/LHCC/98-16, 30 juin 1998.

# Chapitre 3

## Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a pour rôle de contribuer à l'identification des particules, plus précisément les électrons et les photons, de les localiser et mesurer leur énergie. Il participe en outre à la mesure du flot d'énergie de particules qui échappent à la détection ( $E_t^{miss}$ ). Comme nous le verrons dans le chapitre sur l'analyse du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , il est particulièrement utile pour identifier les photons et rejeter les jets.

### 3.1 Perte d'énergie des électrons et des positrons

Les électrons et positrons perdent leur énergie par différents mécanismes en cascade. Aux très faibles énergies, le processus dominant est la perte d'énergie par ionisation du milieu. Les autres processus (Fig. 3.1), bremsstrahlung, diffusion de Moller  $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ , diffusion de Bhabha  $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$  et annihilation  $e^-e^+$  produisent des photons de quelques MeV ou des électrons/positrons interagissant ensuite suivant les même processus.

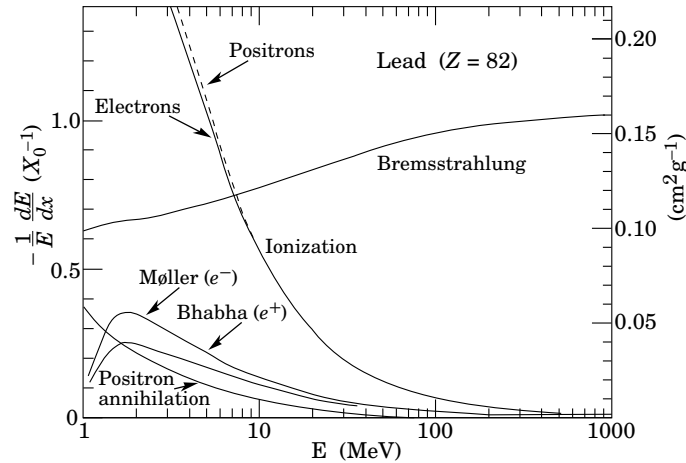


FIG. 3.1 – Processus de perte d'énergie pour les électrons et les positrons dans le plomb en fonction de l'énergie de la particule incidente [1].

Au-delà du seuil en énergie relativement faible de 10 MeV pour le cas du plomb,



le processus dominant est la perte d'énergie par rayonnement de freinage. La section efficace différentielle pour ce processus est approximée aux hautes énergies par [1] :

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 \mathcal{N}_A k} \left( \frac{4}{3} + \frac{4y}{3} + y^2 \right) \quad (3.1)$$

où  $A$  est le nombre de masse,  $\mathcal{N}_A$  le nombre d'Avogadro,  $k$  l'énergie du photon rayonnée,  $X_0$  la longueur de radiation dans le matériau considéré et  $y$  la fraction d'énergie de l'électron incident transférée au photon rayonné. Ainsi, une partie de l'énergie des électrons est transférée aux photons, ce qui va permettre, comme nous allons le voir, l'établissement de la gerbe.

### 3.2 Perte d'énergie des photons

Les photons interagissent avec la matière par différents mécanismes, comme le présente la figure 3.2 dans le cas du plomb. Avec ce matériau, aux hautes énergies, au-delà de 100 MeV, la création de paires électron/positron est le processus dominant. La section efficace de ce processus est, aux hautes énergies [1] :

$$\sigma \sim \frac{7}{9} \frac{A \mathcal{N}_A}{X_0} \quad (3.2)$$

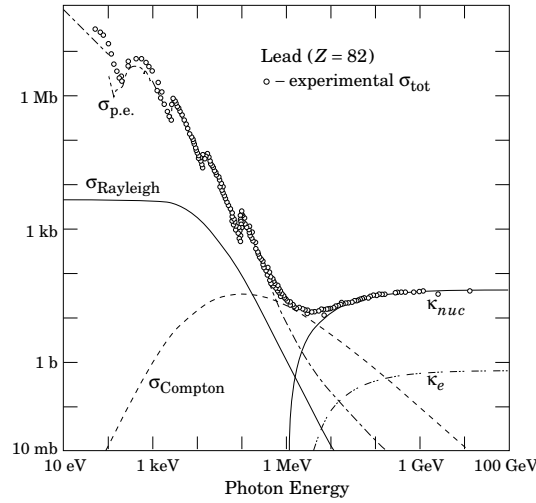


FIG. 3.2 – Section efficace pour les processus d'interaction des photons avec le plomb [1].

La création de paires se fait par deux mécanismes, une production de paires par interaction avec le champ électromagnétique du noyau, dominant, et avec le champ électromagnétique des électrons. D'autres processus existent, comme la diffusion Compton (diffusion sur un  $e^-$  de l'atome), l'effet photoélectrique (absorption par un électron d'une couche interne) et l'effet Rayleigh (diffusion sur l'atome).

### 3.3 Développement de la gerbe électromagnétique

Les processus de perte d'énergie par rayonnement de freinage pour les  $e^-/e^+$  et de production de paires pour les photons donnent lieu au développement d'une cascade de  $e^-, e^+, \gamma$  : la gerbe électromagnétique. La cascade de particules de la gerbe électromagnétique s'arrête quand l'énergie de la particule est trop faible pour que le processus de rayonnement de freinage des  $e^-/e^+$  ne soit plus dominant. Alors le processus de ionisation devient dominant. L'énergie pour laquelle l'ionisation et le bremsstrahlung sont égaux, est l'énergie critique <sup>1</sup> [1] :

$$\begin{aligned} E_{crit} &= \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24} \quad \text{pour les solides et les liquides} \\ E_{crit} &= \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0,92} \quad \text{pour les gaz.} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Pour le choix du plomb, le fer et le cuivre, on a respectivement  $E_{crit} = 7,3 \text{ MeV}$ ,  $E_{crit} = 22,4 \text{ MeV}$ ,  $E_{crit} = 20,2 \text{ MeV}$ .

La longueur de radiation permet de caractériser le libre parcours moyen de l'électron dans la matière, avant création de paires. Cette longueur correspond à la distance pour laquelle la perte d'énergie de l'électron par bremsstrahlung correspond à  $1/e$  de son énergie initiale. Elle peut être approximée par [1] :

$$X_0 = \frac{716,4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} [g.cm^{-2}] \quad \text{à 5 \% près} \quad (3.4)$$

La distance moyenne de conversion du photon est :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.5)$$

Ainsi, le chemin parcouru par un photon est d'environ 30 % supérieur à celui d'un électron. Dans le plomb, le fer et le cuivre, on a respectivement  $X_0 = 0,56 \text{ cm}$ ,  $X_0 = 1,76 \text{ cm}$  et  $X_0 = 1,43 \text{ cm}$ . Le choix du plomb avec une longueur de radiation faible permet de limiter les dimensions du détecteur, donc des infrastructures et des coûts.

Les électrons et positrons s'échappent du coeur de la gerbe et provoquent son élargissement latéral. Les dimensions de la gerbe sont caractérisées par son extension longitudinale et latérale. L'extension longitudinale est bien décrite par la formule empirique [1] :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^a e^{-bt}}{\Gamma(a+1)} \quad (3.6)$$

où  $t$  est la profondeur en unités de longueur de radiation,  $E_0$  l'énergie de la particule incidente,  $a \sim b \ln(ZE_0)$  et  $b \sim 0,5$  des paramètres phénoménologiques.

La profondeur à laquelle la gerbe contient le maximum de particules est :

$$t_{max} = (\ln y + C_j), \quad j = e, \gamma \quad (3.7)$$

---

<sup>1</sup>Pour les solides, on trouve parfois une autre formule semi-empirique  $\frac{800 \text{ MeV}}{Z+1,2}$

avec  $y = E/E_{crit}$ ,  $C_e = -0,5$  pour les cascades induites par un électron et  $C_\gamma = +0,5$ . La dépendance logarithmique permet aux calorimètres, donc aux détecteurs, de conserver des dimensions raisonnables, même aux énergies du LHC. A une énergie de l'ordre de 100 GeV,  $t_{max} \sim 10 X_0$ . 98 % de la gerbe est contenue dans une longueur de  $2,5 t_{max}$ , soit environ  $25 X_0$ . Cela permet de fixer la taille du calorimètre électromagnétique.

L'extension latérale de la gerbe est due aux électrons et positrons subissant des diffusions avec la matière, à la création de paire électron-positron  $\gamma \rightarrow e^-e^+$  et à l'effet Compton. Elle est caractérisée par le rayon de Molière, calculé à partir du libre parcours moyen des électrons :

$$R_M = \frac{21,2}{E_{crit}[MeV]} X_0 [g.cm^{-2}] \quad (3.8)$$

Environ 90 % de l'énergie est contenue dans un rayon de Molière, 95% dans 2 rayons de Molière, 99 % dans 3,5 rayons de Molière. Ce rayon permet de fixer la taille des cellules du calorimètre au LHC. Une granularité proche de la taille transverse de la gerbe permet en outre de limiter les problèmes d'empilement d'événements.

La figure 3.3 présente le développement de la gerbe par l'interaction d'un photon de 100 GeV dans le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, ainsi que le principe de ce développement.

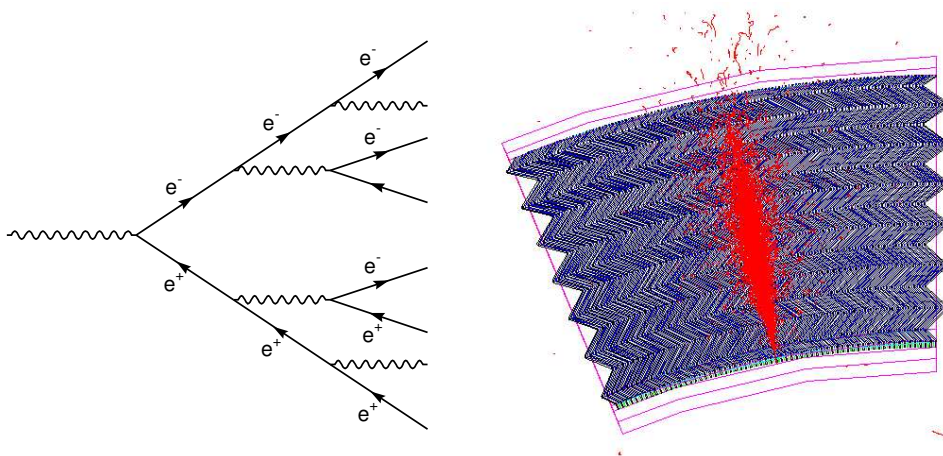


FIG. 3.3 – Schéma de principe (gauche) du développement de la gerbe et simulation du développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre à partir d'un photon de 100 GeV (droite [2]).

Le développement des gerbes électromagnétiques et la conversion énergie-signal électrique sont stochastiques. L'amplitude du signal électrique mesuré est une variable aléatoire dépendant de nombreuses variables aléatoires élémentaires, aboutissant à une distribution gaussienne. Un dispositif fait perdre de l'énergie aux particules et un autre mesure l'énergie perdue par les particules. Il faut que le premier matériau soit absorbant pour les particules à mesurer et que le second matériau permette la conversion de l'énergie déposée en une grandeur mesurable par les systèmes

électroniques. La façon dont est mesurée l'énergie distingue deux types de calorimètres.

Les calorimètres à échantillonnage utilisent deux matériaux différents pour assurer chacune des étapes. Un matériau sert pour l'absorption. Il s'agit souvent du plomb pour un calorimètre électromagnétique. L'autre sert à la mesure : une chambre à ionisation ou un plastique scintillateur. A cause de cet empilement de couches passives (absorbeurs) et actives (détectant les gerbes électromagnétiques), seule une partie du détecteur mesure l'énergie par la conversion des gerbes en signal électrique. Ainsi, la résolution est dégradée par les fluctuations du processus de développement des gerbes. La résolution typique en énergie est de  $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$ . C'est le choix d'ATLAS.

Les calorimètres homogènes utilisent un même matériau pour assurer la fonction d'absorption et mesure d'énergie. L'intérêt d'une telle configuration est que la totalité de la gerbe est détectée, d'où une résolution en énergie meilleure que les calorimètres à échantillonnage. La résolution en énergie est de 3 à  $\frac{5\%}{\sqrt{E}}$ . Le détecteur CMS utilise ce type de calorimètre électromagnétique avec du tungstate de plomb. Sa résolution est de  $\frac{3\%}{\sqrt{E}}$ . Un exemple typique est celui des scintillateurs associés à un photomultiplicateur ou une photodiode à avalanche. Dans ce cas, la gerbe électromagnétique produit un photon converti en signal électrique par le PM. L'inconvénient est que la réponse de ces scintillateurs ou verres peut varier avec le temps et sous l'effet des radiations, introduisant une difficulté à l'étalonnage du détecteur, donc une dégradation de sa résolution.

On peut estimer la résolution intrinsèque du calorimètre en considérant, par exemple, le nombre de particules  $N_B$  provenant du processus de Bremsstrahlung :

$$N_B \propto \frac{E_0}{E_{crit}} \frac{1}{L_{Pb}} \quad (3.9)$$

La résolution est définie comme la fluctuation d'origine statistique de la distribution de Poisson de l'énergie :

$$\frac{\sigma(E_0)}{E_0} = \frac{1}{\sqrt{N_B}} = \frac{a}{\sqrt{E_0}} \quad \text{avec } a \propto \sqrt{E_{crit} L_P} \quad (3.10)$$

Les particules chargées perdent, dans l'approximation de Rossi [3], par longueur de radiation, une quantité d'énergie constante et égale à l'énergie critique dans le milieu absorbeur :  $\frac{dE}{dx} = -\frac{E_{crit}}{X_0}$

Ainsi, la fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide est :

$$f = \frac{\Delta_{E_{Ar}}}{\Delta_{E_{Pb}} + \Delta_{E_{Ar}}} \quad (3.11)$$

avec  $\Delta_{E_{Ar,Pb}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar,Pb} \times L_{Ar,Pb}$

Finalement, la résolution du détecteur s'écrit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.12)$$

- $a$ , exprimé en  $\text{GeV}^{1/2}$ , est le terme d'échantillonnage ou stochastique, lié à la structure du calorimètre. Il provient des fluctuations dans le processus de mesure, dues aux fluctuations intrinsèques des processus physiques mis en jeu, à ceux du développement des gerbes dans le calorimètre, et des quantités de charges générées par rapport à l'énergie déposée.
- $b$ , exprimé en  $\text{GeV}$ , indépendant de l'énergie, est le terme de bruit. Il provient de la chaîne de traitement électronique et de l'empilement des événements des différentes interactions.
- $c$ , sans dimension, est le terme constant. Il provient des non-uniformités du détecteur, n'ayant pas pu être éliminées lors de la construction ou absorbées par l'étalonnage du détecteur. A haute énergie, au-dessus de  $100 \text{ GeV}$ , c'est le terme dominant. Ce terme contient une contribution globale, caractéristique des non-uniformités du calorimètre, et une contribution locale, caractérisant les inhomogénéités à courtes distances.

### 3.4 Performances attendues

Les critères pour le calorimètre électromagnétique sont fixés par les objectifs de physique [4].

#### Couverture angulaire

Une bonne couverture en pseudo-rapacité est nécessaire pour la recherche de processus rares, comme les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow 4e$ . A titre d'exemple, la signification du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  augmente comme la racine carrée [4] de la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique. Cependant, en raison de problèmes de survie du détecteur interne aux radiations pour les pseudorapidités importantes, la région utile pour la physique de précision, faisant intervenir des électrons, couvre la gamme  $|\eta| < 2,5$ . Dans les régions avant, la réjection du processus  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  est de plus en plus difficile. Par conséquent, la meilleure granularité est demandée dans cette région  $|\eta| < 2,5$  pour les photons et les électrons. Aux rapidités plus importantes ( $2,5 < |\eta| < 5$ ) où le rôle principal du calorimètre est de reconstruire les jets et la mesure de l'énergie manquante, une granularité plus grossière est permise.

#### Reconstruction des électrons

Il est nécessaire de pouvoir reconstruire les électrons de  $1\text{-}2 \text{ GeV}$  jusqu'à  $7 \text{ TeV}$ . La limite basse  $1\text{-}2 \text{ GeV}$  est fixée par la nécessité de reconstruire les électrons produits dans les désintégrations semileptoniques de quark  $b$ . La reconstruction de ces électrons permet en effet d'augmenter de  $10\%$  l'efficacité [4] de l'étiquetage de  $b$ , par rapport à l'utilisation de l'étiquetage du vertex seul. Cela est particulièrement utile pour les canaux  $H \rightarrow b\bar{b}$ , les études de supersymétrie et la physique du  $B$ . Par ailleurs, la recherche du Higgs dans le canal  $H \rightarrow 4e$  nécessite une bonne reconstruction des électrons jusqu'à une énergie basse  $E_T \sim 5 \text{ GeV}$ . L'énergie maximale de  $5 \text{ TeV}$  est fixée par l'énergie des particules dans les désintégrations de  $Z'$  et  $W'$ , ou la recherche de résonances exotiques.

Résolution en énergie

Une excellente résolution en énergie est nécessaire, couvrant la gamme 10-300 GeV, dans le but d'obtenir une résolution pour la masse du Higgs d'environ 1 % pour les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow 4e$  dans la gamme 90-180 GeV. Ainsi, le terme d'échantillonnage doit être inférieur ou égal à  $10\%/\sqrt{E}$  [GeV]. Le terme constant doit être inférieur à 1%, non seulement pour la physique du Higgs, mais encore, puisque ce terme domine la résolution du calorimètre à haute énergie, pour être plus faible que la résolution intrinsèque du  $Z'$  ( $\Gamma_{Z'} \sim 10$  GeV pour  $m_{Z'} = 1$  TeV/ $c^2$ ).

Epaisseur en longueur de radiations

A  $\eta = 0$ , le calorimètre doit présenter une épaisseur d'au moins 24 longueurs de radiations ( $X_0$ ), dans le but de limiter la dégradation de la résolution en énergie provenant de fluctuations longitudinales des gerbes de haute énergie ( $E > 500$  GeV) en dehors du calorimètre.

Gamme dynamique

La gamme dynamique du calorimètre électromagnétique doit s'étendre de 50 MeV à 3 TeV par cellule. La limite basse correspond au bruit électronique typique par canal. La limite haute correspond à l'énergie maximale attendue dans une cellule du calorimètre lors du passage d'électrons provenant de la désintégration des  $Z'$  et  $W'$  avec des masses de 5 – 6 TeV/ $c^2$ .

Précision de l'échelle d'énergie

L'échelle d'énergie doit être connue avec une précision de 0,1 % [4]. En effet, la mesure de la masse du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  sera dominée par l'erreur systématique venant de la soustraction du bruit de fond et de la connaissance de l'échelle d'énergie, c'est-à-dire du rapport entre l'énergie réelle des photons et l'énergie mesurée des photons. Avec une précision de l'ordre de 0,1 % sur l'échelle d'énergie, on peut atteindre une précision de 200 MeV sur la largeur du Higgs. De plus, cette précision sur l'échelle d'énergie apporte des meilleurs résultats pour les études de supersymétrie. Dans le cadre de modèles SUGRA, une précision de 0,1 % sur la distribution en masse invariante de  $\chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 e^+e^-$  permet une mesure de la différence de masse entre les neutralinos les plus légers. Cette différence de masse, en sus d'autres mesures d'états finaux de SUSY, permet de contraindre les paramètres du modèle à mieux que 10%.

Linéarité de réponse

La linéarité de réponse doit être meilleure que 0,5% jusqu'à 300 GeV, et que 1 % au delà de 300 GeV. Cela permet une résolution en masse optimale pour les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow 4e$ . Aux plus hautes énergies, où l'objectif principal est la mesure des paramètres des  $W'$  et  $Z'$  s'ils existent, on peut se contenter de 1%. Pour la mesure de la masse du  $W$ , une meilleure précision est nécessaire sur la linéarité [5]

Bonne résolution angulaire

La direction de la gerbe électromagnétique doit être mesurée en  $\theta$  avec une résolution 50 mrad/ $\sqrt{E}$  [GeV]. En effet, cela permet que la contribution angulaire à la résolution de la masse du Higgs ne soit pas dominante par rapport à la résolution en énergie.

Dans la direction  $R - \phi$ , la direction du photon peut être connue avec une bonne précision à partir de la position de la gerbe et la connaissance de la position transverse du faisceau (écart de  $15 \mu\text{m}$ ). Dans la direction longitudinale, l'écart est de 5,6 cm. Le point d'interaction peut être connu avec une bonne précision en utilisant le détecteur interne à basse luminosité. A haute luminosité, à cause du grand nombre de traces, la mesure précise de la direction de la gerbe se fait grâce à une très bonne segmentation transverse et longitudinale du calorimètre électromagnétique.

#### Séparation photon/jet

Dans le but de supprimer les jets pour l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , un bon pouvoir de réjection (de l'ordre de 5000) pour une efficacité de 80 % des photons est nécessaire dans la région  $25 \text{ GeV}/c < p_T < 100 \text{ GeV}/c$ , dans le but de rejeter le bruit de fond  $\gamma$ -jet et jet-jet. Cela nécessite une bonne segmentation latérale et longitudinale du calorimètre. En particulier, le calorimètre doit être capable de rejeter les  $\pi^0$  isolés produits dans les fragmentations de jets par un facteur 3. Cela nécessite un compartiment de très fine granularité pouvant résoudre le début de la gerbe, afin de distinguer les photons superposés provenant d'un  $\pi^0$  d'un photon isolé.

#### Séparation électron/jet

Au LHC, le taux d'électrons isolés avec  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ , provenant principalement de désintégrations de W, Z et saveur lourdes, est 5 ordres de grandeur plus faible que le taux de jets QCD de même  $p_T$  ( $e/\text{jet} \sim 10^{-5}$ ). Pour les analyses incluant des électrons, par exemple  $H \rightarrow 4e$ , un facteur de réjection de jets de l'ordre de  $10^6$  pour une efficacité d'identification d'électron de 90 % est nécessaire. Cette réjection repose principalement sur le calorimètre électromagnétique et le trajectographe interne.

#### Séparation $\tau$ /jet

Dans une grande part de l'espace des phases du MSSM, les bosons de Higgs lourds peuvent être observés par leur désintégration en paires de leptons  $\tau$  ( $A, H \rightarrow \tau\tau$ ,  $H^\pm \rightarrow \tau\nu$ ). Cela nécessite une bonne séparation des jets QCD. Il est nécessaire pour cela d'avoir une réjection des jets de 400 pour une efficacité de  $\tau$  de 30 %. Une telle réjection repose sur la combinaison d'informations provenant du calorimètre électromagnétique, du calorimètre hadronique et du trajectographe interne. Le calorimètre électromagnétique, grâce à sa grande granularité permet de distinguer les jets de  $\tau$  des jets QCD.

#### Rapidité de réponse et bruit

L'impact du bruit d'empilement et d'électronique a une conséquence directe sur les performances du calorimètre électromagnétique, en particulier à basse énergie ( $E < 20 \text{ GeV}$ ), où ils peuvent dominer la résolution en énergie et en position du calorimètre. Pour minimiser le bruit d'empilement, il est nécessaire d'avoir un détecteur et une électronique rapide.

#### Granularité

Pour les différentes raisons évoquées précédemment, minimisation du bruit d'électronique et d'empilement, identification des particules, mesure de position précise, rapidité

de réponse, bruit faible et bonne résolution en énergie, le détecteur nécessite une granularité d'au moins  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ , sur la région  $|\eta| < 2,5$  des mesures de précision. Une segmentation en 2 ou 3 compartiments suivant la gamme de pseudorapacité est nécessaire. La séparation  $\gamma/\pi^0$  nécessite un compartiment spécifique avec une très fine granularité.

#### Bruit cohérent en-dessous de 3 MeV par canal

Un bruit cohérent par canal supérieur à 3 MeV perturberait la mesure d'énergie manquante. Bien que la résolution en énergie manquante soit dominée par la résolution en énergie du calorimètre hadronique, le nombre de canaux plus important dans le calorimètre électromagnétique peut avoir, par le biais de l'électronique de lecture, un impact sérieux sur la mesure de l'énergie manquante.

Par ailleurs, les calorimètres électromagnétiques doivent pouvoir subir des radiations particulièrement importantes, et devront être capables de résister à des flux de  $10^{15}$  neutrons/cm<sup>2</sup> et des taux de radiations de 200 kGy.

## 3.5 Mise en œuvre du calorimètre électromagnétique

Bien que la résolution soit théoriquement supérieure dans le cas d'un calorimètre homogène, le choix de la collaboration s'est porté sur la calorimétrie à échantillonnage qui présente de nombreux avantages. L'avantage de ce choix est d'obtenir des détecteurs très denses pour un coût raisonnable, en choisissant un matériau absorbeur dense et peu coûteux. Le fer, le cuivre, le plomb<sup>2</sup> remplissent ces conditions. Le choix d'un matériau dense permet d'avoir des longueurs de radiations faibles. En effet la compacité de cette partie du détecteur permet de diminuer les infrastructures liées à celui-ci -cryostat, structures de support-, donc le coût. De plus, il est technologiquement plus facile de construire une segmentation longitudinale avec ce type de calorimètre. Ce type de segmentation permet de connaître le développement en profondeur des gerbes et est donc particulièrement utile pour l'identification des électrons et des  $\pi^0$ .

ATLAS utilise une feuille de plomb comme absorbeur et une chambre à ionisation remplie d'argon liquide comme diélectrique pour la partie active. L'avantage de l'argon est une bonne tenue aux radiations, une bonne stabilité temporelle, une excellente linéarité de réponse sur une gamme d'énergie de 10 MeV à 3 TeV, une facilité pour la calibration et une bonne homogénéité de construction, donc un faible terme constant. Il faut une bonne stabilité à long terme afin que le système soit opérationnel pour la durée du LHC.

Lorsqu'une particule chargée traverse l'argon liquide, elle crée de l'ionisation. Les charges qui apparaissent se déplacent vers les électrodes sous l'effet du champ électrique, créant un courant mesurable. En raison de la diminution du nombre d'électrons qui se déplacent dans le gap d'argon liquide au cours du temps, le courant diminue après avoir atteint son maximum.

---

<sup>2</sup>et le tungstène beaucoup plus coûteux mais résistant bien aux radiations.



### 3.5.1 Structure mécanique

Chaque cellule (Fig. 3.4) du calorimètre contient plusieurs structures constituées d'absorbeurs, d'électrodes et d'un intervalle (gap) d'argon liquide avec une géométrie en accordéon [6] pour maximiser l'acceptance du détecteur.

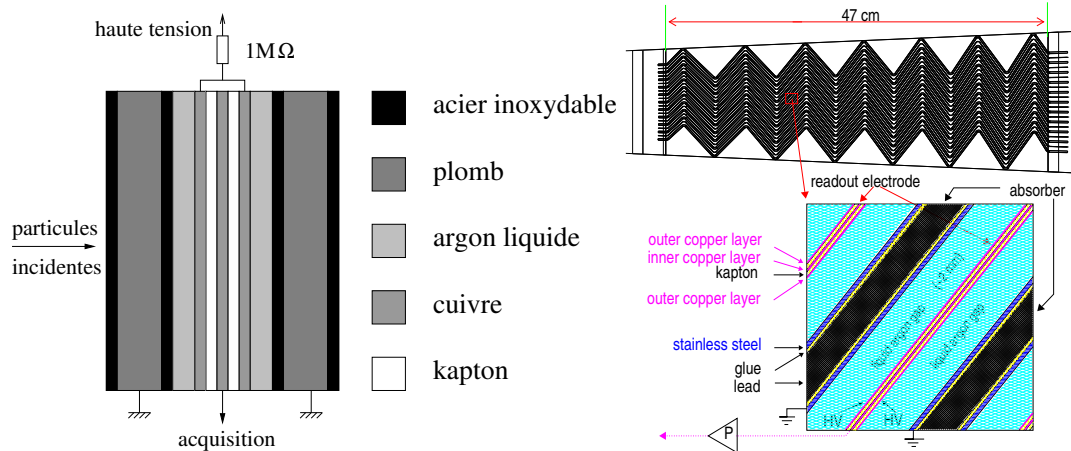


FIG. 3.4 – Schéma de principe du calorimètre électromagnétique. Les particules incidentes créent une gerbe dans le plomb. Les particules de la gerbe ionisent l'argon liquide. Les électrons d'ionisation dérivent vers les électrodes, permettant de mesurer un signal proportionnel au dépôt d'énergie. La figure de droite présente la structure en accordéon permettant une herméticité maximale en  $\phi$  du détecteur [4].

Un absorbeur (Fig. 3.5) est constitué de deux feuilles d'acier inoxydable de 0,1 mm d'épaisseur, d'un tissage de fibre de verre imprégné de colle (prepreg) et de plaques de plomb prises en sandwich entre les feuilles d'acier inoxydable et de prepreg. Les feuilles d'acier inoxydable et de prepreg permettent à l'absorbeur d'avoir une rigidité et une élasticité suffisantes pour lui permettre de conserver sa forme, afin d'éviter une déformation plastique sous l'effet de son propre poids. Les extrémités externes et internes sont équipées de barres de G10 tronconiques dont l'empilage donne sa forme cylindrique au détecteur. Ces barres assurent un positionnement précis de chaque absorbeur par rapport à ses voisins ainsi que des électrodes qui les séparent.

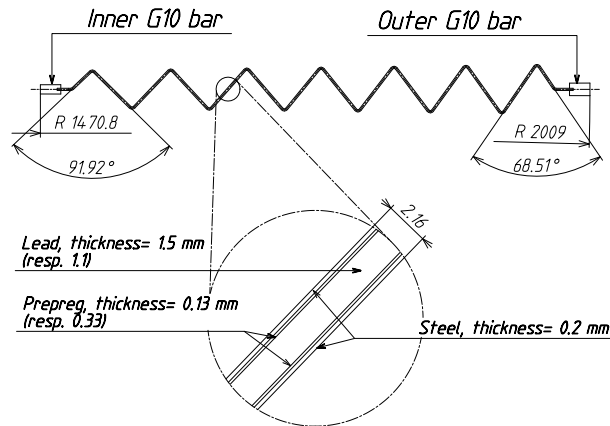


FIG. 3.5 – Absorbeurs sur les électrodes [4]. On reconnaît les deux feuilles d'acier de 0,2 mm d'épaisseur, le tissage de fibre de verre imprégné de colle (prepreg) et la plaque de plomb prise en sandwich.

Comme l'épaisseur traversée par les particules ne doit pas varier avec la pseudo-rapacité, l'épaisseur des absorbeurs de plomb et d'argon liquide varie avec la pseudo-rapacité, comme présenté sur le tableau 3.1. Dans le plan  $z = 0$ , les épaisseurs de plomb et argon sont  $L_{Pb} = 0,280 X_0$ ,  $l_{Ar} = 0,015 X_0$ .

partie	position	épaisseur (mm)	
		Pb	Ar
tonneau	$ \eta  < 0,8$	1,5	2,1
	$0,8 <  \eta  < 1,475$	1,1	2,1
bouchon	$1,375 <  \eta  < 2,5$	1,7	2,8-0,9
	$2,5 <  \eta  < 3,2$	2,2	3,1-1,8

TAB. 3.1 – *Caractéristiques mécaniques des absorbeurs de plomb et d'argon liquide permettant d'avoir une épaisseur de matière quasi-constante traversée par les particules.*

Entre deux absorbeurs se trouve une électrode de lecture (Fig. 3.6). Chaque électrode est constituée de trois couches de cuivre, séparées les unes des autres par de la colle epoxy et une couche de polyimide isolant (kapton). Ce dernier est un excellent isolant, a une très bonne tenue aux radiations et un coefficient de contraction thermique proche de celui du cuivre. Les deux couches de cuivre externes sont connectées à la haute tension, tandis que les absorbeurs sont reliés à la masse. Une structure isolante constituée d'alvéoles en forme de nids d'abeille est utilisée afin de maintenir un espace constant entre les absorbeurs et l'électrode.

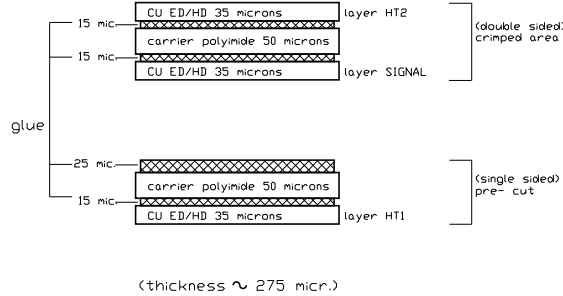


FIG. 3.6 – *Structure d'une électrode [4]. L'électrode est constituée de 3 couches de cuivre séparées les unes des autres par de la colle epoxy et une couche de polyimide isolant (kapton).*

Afin de permettre une bonne identification de ces particules issues de la gerbe, le calorimètre électromagnétique est segmenté en trois compartiments longitudinaux (Fig. 3.7). Le premier compartiment, dit compartiment avant est le plus proche du point d'interaction et sert à mesurer le début de la gerbe électromagnétique. Il a une profondeur faible, typiquement 6 longueurs de radiations  $X_0$ . Il est particulièrement utile pour la séparation  $\gamma/\pi^0$ , étant donné que le  $\pi^0$  se désintègre en deux photons. Le deuxième compartiment, dit compartiment intermédiaire, a une grande extension, typiquement de  $18 X_0$ , et permet de recueillir la majeure partie de la gerbe. Le troisième compartiment, dit compartiment arrière, est peu profond, typiquement

de l'ordre de  $2 X_0$ . Il récupère la queue de la gerbe. Le tableau 3.2 présente la granularité, c'est-à-dire la définition des cellules du calorimètre électromagnétique dans ses différentes parties.

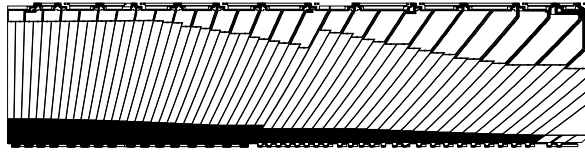


FIG. 3.7 – *Electrodes du calorimètre électromagnétique dans sa partie tonneau [4].*

		tonneau	bouchon
couverture		$ \eta  < 1,475$	$1,375 <  \eta  < 3,2$
granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	segmentation longitudinale	3 compartiments	3 compartiments en $1,5 <  \eta  < 2,5$
			2 compartiments en $1,375 <  \eta  < 1,5$
			2 compartiments en $2,5 <  \eta  < 3,2$
	compartiment 1	$0,003 \times 0,1$	$0,025 \times 0,1$ $1,375 <  \eta  < 1,5$
			$0,003 \times 0,1$ $1,5 <  \eta  < 1,8$
			$0,004 \times 0,1$ $1,8 <  \eta  < 2$
			$0,006 \times 0,1$ $2,0 <  \eta  < 2,5$
			$0,1 \times 0,1$ $2,5 <  \eta  < 3,2$
	compartiment 2	$0,025 \times 0,025$	$0,025 \times 0,025$ $1,375 <  \eta  < 2,5$
			$0,1 \times 0,1$ $2,5 <  \eta  < 3,2$
	compartiment 3	$0,025 \times 0,025$	$0,05 \times 0,025$ $1,5 <  \eta  < 2,5$

TAB. 3.2 – *Granularité du calorimètre électromagnétique.*

Comme le calorimètre électromagnétique est situé derrière le détecteur interne et la bobine, des pertes vont exister à cause de la quantité de matière de ces derniers. Ainsi, il est précédé d'un pré-échantillonneur constitué d'électrodes de cuivre et d'époxy baignant dans l'argon liquide. Le principe est le même que le calorimètre électromagnétique, si ce n'est qu'il ne comporte pas d'absorbeur. Ce détecteur permet ainsi de voir l'existence d'une gerbe électromagnétique ayant commencé avant l'arrivée de l'électron ou du photon dans le calorimètre électromagnétique. Le tableau 3.3 présente la granularité du pré-échantillonneur dans ses différentes parties.

	tonneau (barrel)	bouchon (end-cap)
couverture	$ \eta  < 1,52$	$1,5 <  \eta  < 1,8$
segmentation longitudinale	1 compartiment	1 compartiment
granularité ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )	$0,025 \times 0,1$	$0,025 \times 0,1$

TAB. 3.3 – *Granularité du pré-échantillonneur.*

### 3.5.2 Calorimètre tonneau

Le tonneau électromagnétique est contenu dans un cryostat de rayons internes et externes 1,15 m et 2,26 m. La figure 3.8 présente une moitié de la partie centrale, telle qu'elle est installée dans le cryostat. Les signaux sont extraits par les extrémités du tonneau à l'aide de traversées étanches au nombre de 32 pour chaque demi-tonneau. L'argon liquide est maintenu à basse température à l'intérieur du cryostat à la température de 89,3 K sous une pression de 1,25 atmosphères.

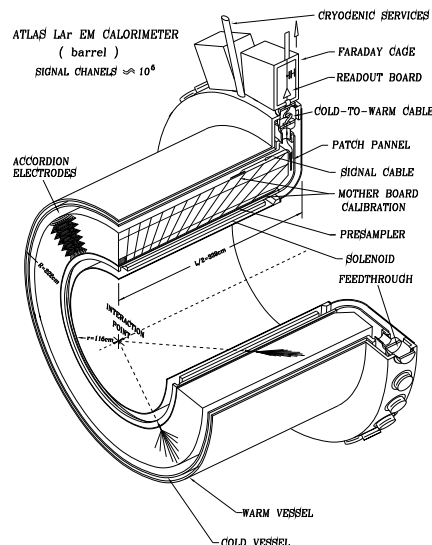


FIG. 3.8 – Calorimètre central : moitié du cryostat [4].

Chaque moitié du calorimètre central comporte 16 modules comportant chacun 64 absorbeurs pliés en accordéon. Au total, il y a de l'ordre de 100000 voies. Si une autre particule arrive durant ce temps, son énergie va se sommer avec celle de l'ancienne particule. On parle d'empilement.

### 3.5.3 Calorimètre bouchon

Dans les parties à haute pseudorapidité (bouchon), la structure est reprise avec une géométrie orthogonale plus complexe (Fig. 3.9) car l'empilement des modules ne peut pas se faire en gardant constant le gap d'argon liquide. Cela conduit à diviser cette partie en deux roues concentriques. La roue externe couvre la pseudo-rapidité  $1,375 < |\eta| < 2,5$ , avec une segmentation similaire à celle du tonneau. Les électrodes et absorbeurs de cette roue ont neuf plis, dont l'angle de pliage varie entre 60 et 120 degrés en fonction de  $\eta$ , pour conserver une épaisseur constante en longueur de radiation le long d'un module. La roue interne couvre la pseudo-rapidité  $2,5 < |\eta| < 3,2$  avec une segmentation plus simple que pour le tonneau. Il n'y a que 6 plis dont les angles varient de 55 à 107 degrés en fonction de  $\eta$ .

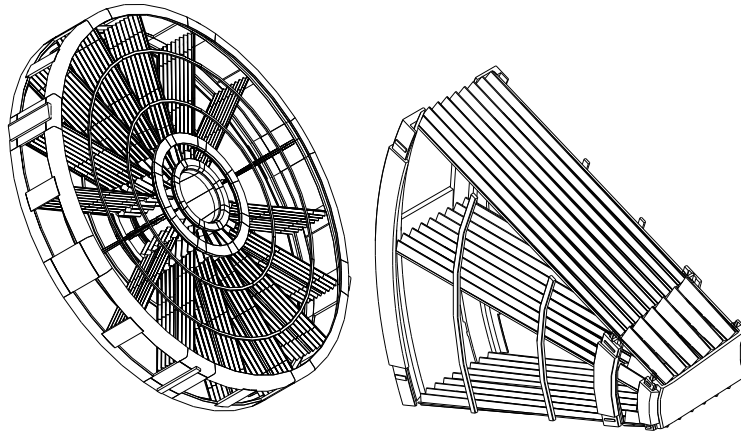


FIG. 3.9 – Module bouchon du calorimètre électromagnétique : vue générale (gauche) et détail (droite) [4].

## 3.6 L'électronique associée

### 3.6.1 Introduction

Les paramètres de l'accélérateur LHC et les enjeux de physique du détecteur ATLAS imposent des contraintes au développement de l'électronique associée au calorimètre électromagnétique.

Pour répondre aux exigences en termes d'analyse de physique, cette électronique doit pouvoir reconstruire l'énergie des photons et des électrons sur une gamme de 50 MeV à 3 TeV. Compte-tenu de la résolution souhaitée, cela correspond à une dynamique de 16 bits.

Par ailleurs, comme les paquets de protons se croisent toutes les 25 ns, il y a un risque d'empilement (Fig. 3.10 de gauche) des signaux reconstruits<sup>3</sup>, ce qui conduirait à des problèmes de reconstruction de l'énergie déposée dans la cellule. Pour limiter l'effet d'empilement, outre une granularité optimisée du détecteur, il est nécessaire que l'électronique puisse mettre en forme les signaux afin d'obtenir un signal court. L'optimisation se fait par un compromis entre le bruit électronique, atténué par une intégration suffisamment longue, et le problème d'empilement qui augmente avec le temps de montée (Fig. 3.10 de droite).

---

<sup>3</sup>Comme nous l'avons vu précédemment, l'ionisation de l'argon liquide produite par les gerbes issues du plomb et la présence d'un champ électrique intense conduisent à la collection des électrons d'ionisation sur les électrodes. En raison de la diminution linéaire de ce nombre d'électrons dans l'argon liquide au cours du temps, le signal électrique aux bornes du gap d'argon est un signal triangulaire.

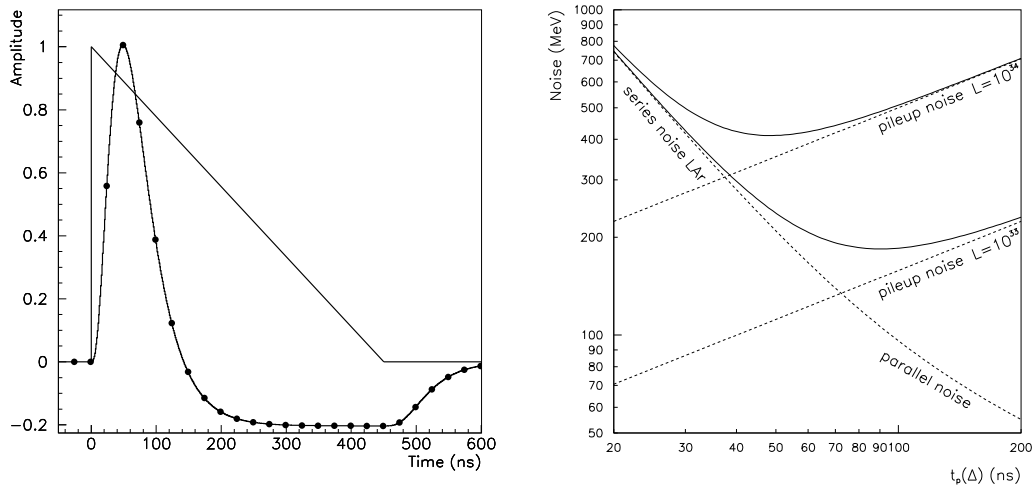


FIG. 3.10 – *Gauche : phénomène d'empilement des événements de physique visibles sur le courant électrique. Droite : Optimisation du temps de montée après mise en forme en fonction du bruit thermique et du bruit d'empilement, pour la basse et la haute luminosité [4].*

En outre, l'électronique doit recevoir la décision du système de déclenchement de niveau 1 pour déclencher l'envoi des signaux de l'événement concerné vers l'acquisition. Puisque le temps de latence typique de ce dernier est de  $2,5 \mu s$ , les événements arrivant successivement doivent être stockés pendant ce temps. Cette contrainte a conduit au développement de pipelines analogiques de 144 cellules en profondeur ( $144 \times 25 \text{ ns} = 3,6 \mu s$ ).

La lecture du nombre considérable de cellules du calorimètre électromagnétique conduirait à un grand nombre de voies de lecture d'électronique et de câbles, donc de matériau mort pour ce détecteur, et n'apporterait pas beaucoup d'information supplémentaire sur la caractérisation de la gerbe. Toutes les cellules des électrodes ne pouvant pas être lues individuellement, une sommation en  $\phi$  des cellules des électrodes est réalisée par des cartes sommatrices (Fig. 3.11) connectées directement sur les électrodes. Ces cartes sommatrices, ainsi que les cartes de calibration, sont connectées à des cartes mères permettant de limiter le bruit analogique véhiculé par chaque voie de lecture dans la zone froide, acheminant les signaux vers les cartes d'acquisition. Suivant la segmentation longitudinale du calorimètre électromagnétique, la sommation en  $\phi$  diffère. Dans le premier compartiment, très finement segmenté en  $\eta$ , la somme se fait sur les 16 électrodes contigües en  $\phi$ . Dans le deuxième et troisième compartiment, la somme se fait sur 4 électrodes contigües.

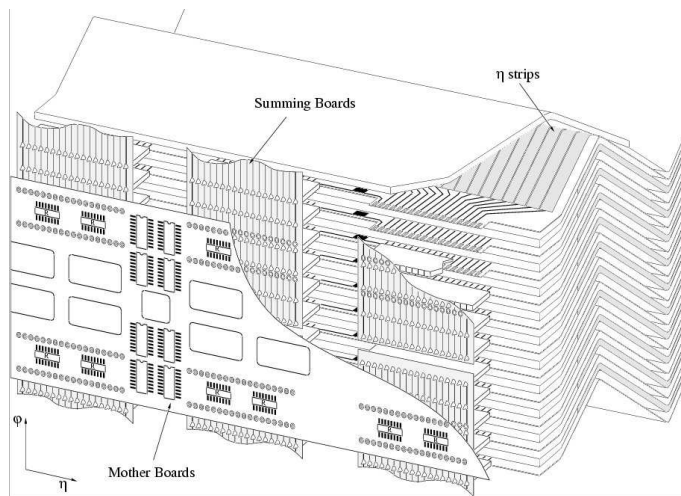


FIG. 3.11 – Implémentation des cartes mères et des cartes sommatriques. Les cartes sommatriques somment en  $\phi$  les signaux des cellules des électrodes, à cause du nombre considérable de voies de lecture. Les cartes mères réceptionnent les informations des cartes sommatriques et des cartes de calibration [4].

Finalement, les enjeux de physique du détecteur ATLAS nécessitent un bruit de la chaîne d'électronique le plus faible possible. Dans le cas de l'argon liquide, le choix a été de placer l'électronique frontale le plus près possible du calorimètre électromagnétique, juste au-dessus de son cryostat. Malheureusement, cet environnement est particulièrement irradié. La figure 3.12 présente les flux de rayonnement subies par le calorimètre électromagnétique en neutrons/ $\text{cm}^2$  par an et en Gray par an. Ce fort taux d'irradiation conduit à développer des circuits électroniques spécifiques (ASIC) utilisant des technologies résistantes aux radiations.

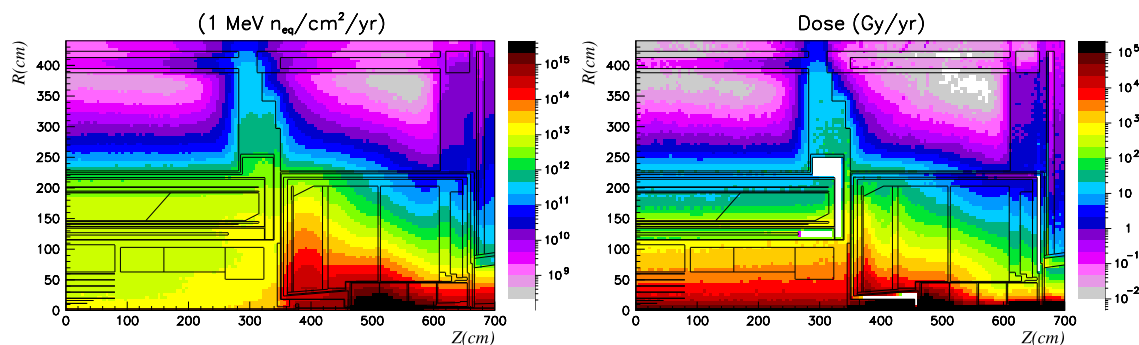


FIG. 3.12 – Flux équivalent de neutrons de 1 MeV (gauche) et de photons  $\geq 30$  keV (droite) dans le calorimètre, intégrée sur un an de haute luminosité. L'électronique du calorimètre électromagnétique tonneau se situe au-dessus des traverses étanches (feedthroughs), donc à  $R=250$  cm,  $Z=300$  cm. L'électronique doit pouvoir résister à une irradiation de l'ordre  $10^{12}$  neutrons/ $\text{cm}^2$ /an et de 20 Gy par an [4].

### 3.6.2 Architecture générale du système

- Le système électronique du calorimètre électromagnétique est divisé en 4 parties :
- un système de distribution de l'horloge du LHC et des signaux de déclenchement (système TTC pour Timing and Trigger Control),
  - un système d'électronique frontale, installé dans les châssis FEC (pour Front End Crate), monté directement sur les cryostats,
  - un système de lecture, de prétraitement des données utilisant des cartes ROD (pour Read Out Drivers), situés dans les châssis ROC (pour Read Out Crate), placé à environ 70 m du détecteur sur la plateforme USA15,
  - un système de déclenchement envoyant les informations de niveau L1 des calorimètres et du spectromètre à muons vers le système de déclenchement central d'ATLAS, dont le coeur est le Central Trigger Processor (CTP).

Du point de vue du système d'acquisition central, le calorimètre à argon liquide est divisé en 6 partitions indépendantes (Fig. 3.13), constituant les sous-parties minimales du détecteur qui peuvent être incluses. Chaque partition est pilotée par une station de travail : le maître de partition. Le calorimètre électromagnétique contient deux partitions pour les deux demi-tonneaux de la partie centrale du calorimètre électromagnétique (EMB-A, EMB-C), deux partitions pour les bouchons électromagnétiques (EMEC), une partition pour les calorimètres hadroniques bouchons (HEC), une partition pour les calorimètres avants (FCAL). Une partition du calorimètre contient jusqu'à 16 châssis FEC, 4 châssis ROC et 1 châssis TTC.

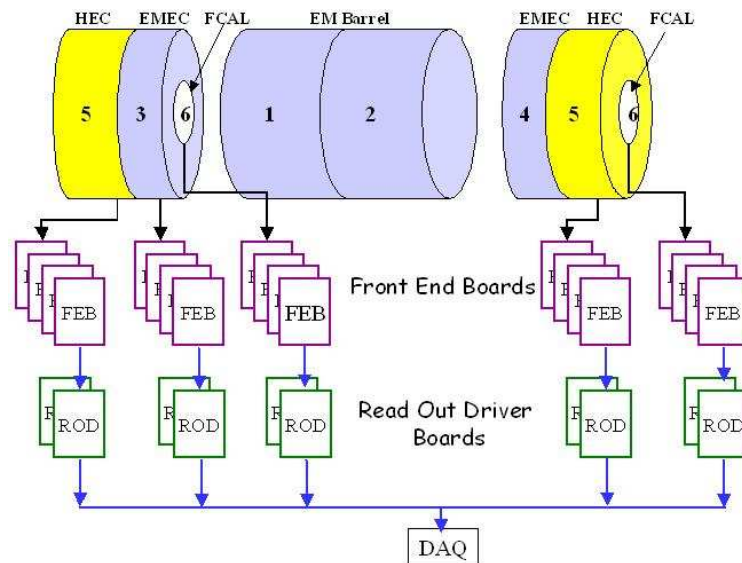


FIG. 3.13 – Division du calorimètre à argon liquide en 6 partitions pour le système d'acquisition global. Chaque partition est constituée de cartes d'acquisition FEB qui lisent les informations du sous-détecteur associé. Puis leur informations sont envoyées aux ROD, qui reconstruisent l'énergie et les informations temporelles.

La figure 3.14 présente le schéma de principe de l'électronique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Dans la partie du bas, la capacité  $C_d$  représente la capacité d'une cellule absorbeur-électrode, la source de courant représente l'arrivée des charges sur l'électrode.





Un châssis FEC contient jusqu'à 28 FEB lisant 128 voies chacune, 2 cartes contrôleurs permettant la configuration des cartes frontales, 2 cartes de calibration, deux cartes Tower Builder pour reconstruire les sommes analogiques, à partir des signaux des FEB. Les données sont envoyées optiquement vers un châssis de traitement des données dit châssis ROC.

Un châssis ROC (Read Out Crate) contient jusqu'à 14 cartes de prétraitement des données ROD (Read Out Driver), dont le rôle est de reconstruire l'énergie déposée dans chaque cellule et de déterminer l'instant du dépôt d'énergie par rapport à l'instant de la collision proton-proton. Il contient aussi une ou deux cartes maîtres SPAC (SPACMaster) permettant de configurer les châssis frontaux (FEC), et une carte TBM (Trigger and Busy Module), qui reçoit les signaux TTC à distribuer aux cartes du châssis ROC et collecte les signaux d'occupation (busy) du châssis, afin de les acheminer vers la carte permettant de construire l'occupation globale (busy) de la partition situé dans le châssis TTC. A l'arrière des ROC, se trouvent les modules de transition. Ils reçoivent les données mises en forme par les cartes ROD et les transmettent au système d'acquisition global d'ATLAS par 4 liens séries optiques spécialisés (carte fille HOLA), grâce au protocole S-Link. La figure 3.15 présente l'organisation des châssis ROC sur la partie USA15 de la caverne du détecteur.

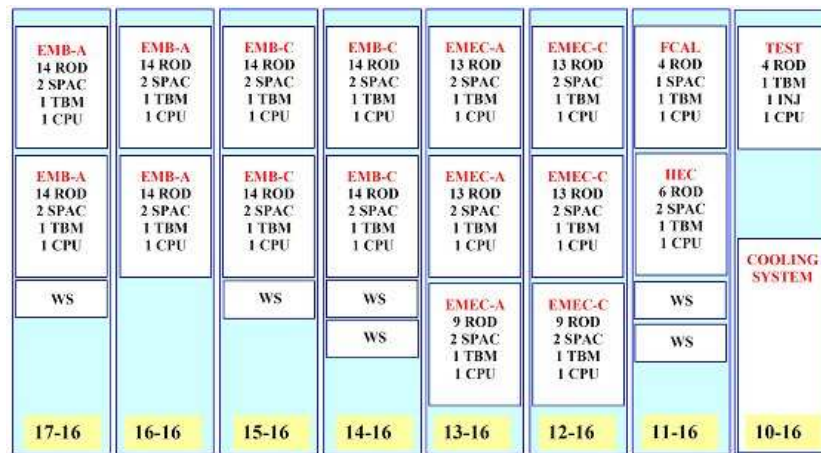


FIG. 3.15 – Organisation [4] des châssis ROC des calorimètres à argon liquide sur la plateforme USA15.

### 3.6.3 Le système TTC

Véhiculer des informations à un taux de l'ordre de 40 MHz, avec un jitter de l'ordre de 100 ps et une synchronisation globale de tous les éléments du système, dont la taille caractéristique est de l'ordre de 100 m de long <sup>4</sup> est une tâche ardue. Pour répondre à ce défi, le système TTC (Timing, Trigger and Control) a été développé pour l'ensemble des 4 expériences du LHC au cours d'une phase de recherche et

<sup>4</sup>40 m de long pour le détecteur et 70 m pour la distance détecteur- système d'électronique de traitement des données

développement (RD12 [7]). Il permet de transmettre les informations temporelles des collisions dans le LHC et les décisions de déclenchement de niveau 1 au sein de chaque expérience. La figure 3.16 de gauche présente le synoptique de transfert des informations temporelles du LHC vers les expériences. Les signaux du LHC (LHC clock, LHC orbit, Bunch Counter Reset...), nécessaires pour le contrôle de l'accélérateur, sont générés dans la salle de contrôle PCR (Prevessin Control Room), dans une cage de Faraday, à partir d'un système de génération RF. Les signaux sont ensuite transmis par fibre optique monomode, grâce à des transmetteurs lasers de haute puissance, jusqu'aux 4 expériences. Ils sont aussi transmis aux zones de test en faisceaux et à l'instrumentation des faisceaux situé sur l'anneau du LHC et sur les lignes de transfert SPS. L'horloge du LHC a une fréquence de 40,079 MHz. L'incertitude sur la position temporelle des fronts d'horloge (jitter) est de  $\sigma = 7$  ps comme le montre la figure 3.16 de droite.

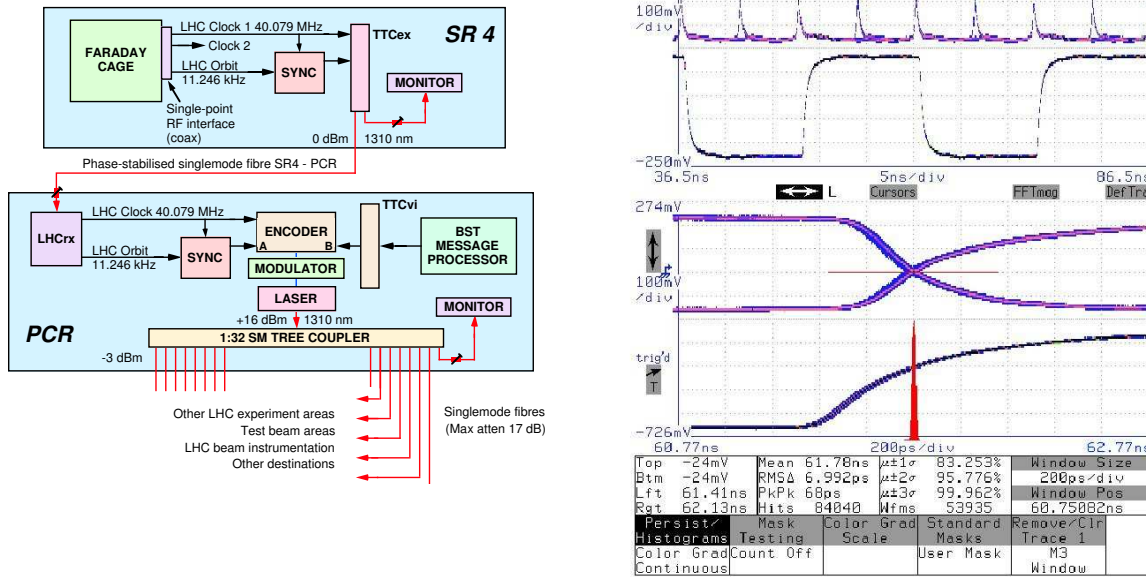


FIG. 3.16 – Gauche : Synoptique [7] de la distribution des horloges. Les signaux du LHC sont générés dans la salle de contrôle PCR dans une cage de Faraday, puis envoyés vers les sites des expériences. Droite : Distribution de l'horloge du LHC à partir de la salle PCR. La mesure du jitter sur le signal de temps montre un RMS très faible de 7 ps [4].

Au niveau de chaque expérience, les signaux du LHC sont reçus par fibre optique par un module d'interface TTCmi [8], faisant partie du système de déclenchement central (CTP). Le jitter est alors de 10 ps. Ce module décode les signaux temporels du LHC, utilisés ensuite par le CTP (Central Trigger Processor). Des informations de synchronisation des faisceaux, ainsi que le signal de déclenchement de niveau 1 de chaque sous-détecteur, et des informations pour la configuration sont ajoutés, et encodés, créant le signal TTC, contenant :

- l'horloge du LHC à 40,079 MHz ;
- le déclenchement de niveau 1 ;
- le Bunch Counter Reset, qui permet de remettre à 0 le compteur de paquet dans un cycle de l'accélération des protons ;

- le Bunch Crossing Number, qui représente le numéro de croisement de faisceaux ;
- le Event Counter Reset, qui permet de remettre à 0 le compteur de l'événement de collision au cours de l'ensemble des cycles du faisceau ;
- le Event number, qui représente le numéro d'événement accepté par le déclenchement de niveau 1 ;
- les commandes Broadcast (notamment le Bunch Counter Reset et le Event Counter Reset), communes à tous les châssis TTC ;
- les paramètres d'adresse et de sous-adresses, lors de commandes locales (par exemple, ajustement d'un délai pour tenir compte des différences de temps de vol et de propagation dans les câbles.

Deux canaux (Fig. 3.17) multiplexés en temps et encodés suivant un code biphasé permettent de transmettre les signaux d'acceptation de niveau 1 (sur le canal A) et les informations de configuration (sur le canal B). Pour ce code, un 0 logique provoque une transition et un maintien du niveau pendant la demi-période d'horloge considérée, tandis qu'un 1 logique provoque une transition et un changement de niveau à la moitié de la demi-période d'horloge. Les informations de configuration sont envoyées à l'électronique frontale du détecteur par un lien série.

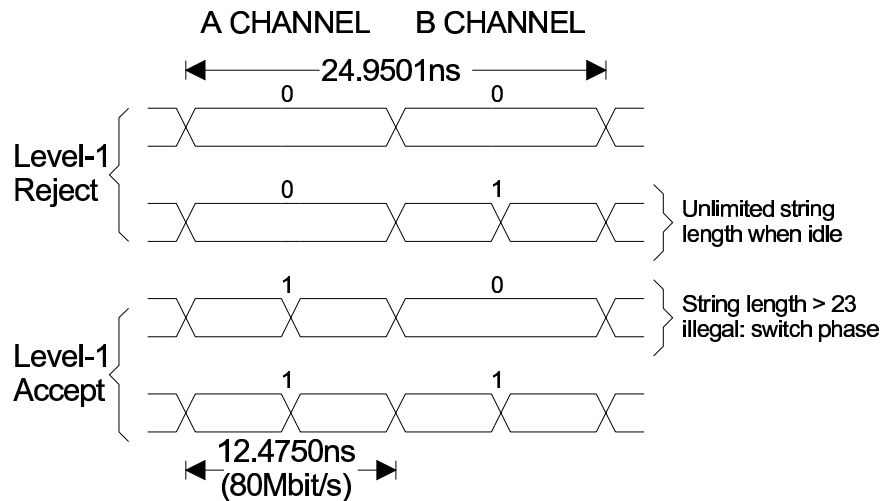


FIG. 3.17 – Encodage biphasé [9] et multiplexage en temps des deux signaux A et B. Le signal A est utilisé pour envoyer les signaux d'acceptation de niveau 1 alors que le canal B fournit des commandes et des données de configuration.

Des circuits TTCRx [9] sont présents sur les cartes dans les châssis ROC et FEC, afin de décoder les signaux de TTC. Dans ce circuit, des retards<sup>5</sup> peuvent être programmés pour compenser les différences de temps de vol des particules et les retards de propagation associés aux détecteurs, à leur électronique et aux longueurs de câbles ou fibres optiques acheminant les signaux.

<sup>5</sup>un avec des pas de période LHC : Coarse Delay, un avec des pas de 104 ps entre 0 et 25 ns : Fine Delay

Concernant le système TTC, chaque partition est composée de différents modules :

1 module LTP [10], servant d'interface avec le CTP. Il permet de gérer le déclenchement autonome d'une partition en mode local, permettant d'étalonner l'électronique du calorimètre électromagnétique. En mode global, il assure simplement le relais des informations de temps et de déclenchement L1 vers la carte TTCvi.

1 module TTCvi [11], couplé à un module TTCex [12] qui convertit le signal électrique en un signal optique. Ces cartes encodent l'horloge, les signaux d'acceptation de déclenchement de niveau 1 (sur le canal A) reçus par le CTP ou le LTP, ainsi que les mots de commande resynchronisés avec les fronts de l'horloge (sur le canal B) en un signal émis optiquement.

0, 1 ou 2 modules TTCoc [13] dont le rôle est de distribuer les signaux TTC encodés de manière optique vers d'autres destinations. Chaque module TTCoc peut desservir de 16 à 32 destinations.

1 module de collection des signaux BUSY [14] des châssis ROC de la partition. Au niveau de chaque châssis ROC, un signal de BUSY est généré par les cartes TBM à partir des différents signaux BUSY des cartes ROD. Cette information est transmise au CTP, permettant d'indiquer au système de déclenchement que toutes les cartes de lecture sont prêtes pour l'acquisition.

Il y a 4 châssis TTC : 1 pour les deux partitions EMB, 1 pour les deux partitions EMEC, 1 pour la partition HEC, 1 pour la partition FCAL de la même façon. La figure 3.18 présente les connexions entre les modules du châssis d'une partition.

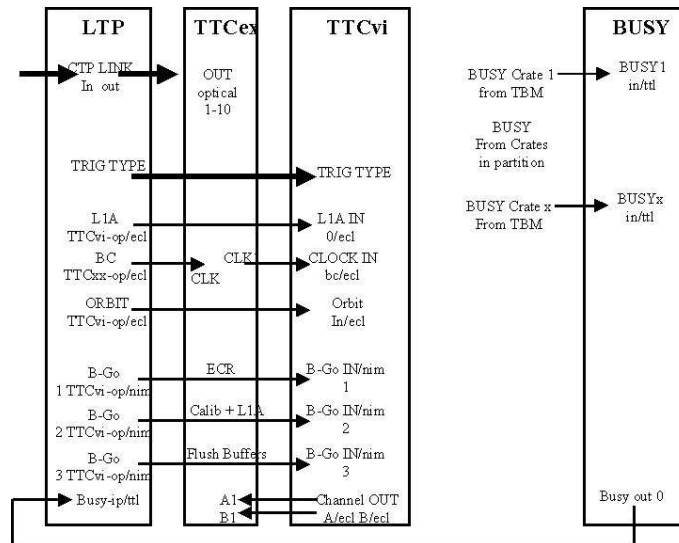


FIG. 3.18 – Connexion des modules du châssis TTC [11]. Le module partition BUSY permet d'empêcher le LTP de générer un déclenchement quand l'électronique n'est pas capable de traiter l'événement correspondant. Celui-ci envoie l'information de déclenchement au TTCvi, qui l'envoie au TTCex pour le convertir sous forme optique.

Les signaux TTC optiques émis par les TTCex ou TTCoc sont reçus par les châssis ROC et FEC, comme le présente la figure 3.19. Au niveau des châssis ROC, une carte TBM (Trigger and Busy Module) reçoit optiquement le signal TTC encodé, puis le distribue électriquément à chaque carte ROD par une carte de fond de panier dédiée. Sur chaque carte ROD, le signal est décodé par un circuit TTCrx. Au niveau des châssis FEC, la carte contrôleur reçoit optiquement un signal TTC et le redistribue aux cartes frontales, qui le décotent avec un TTCrx.

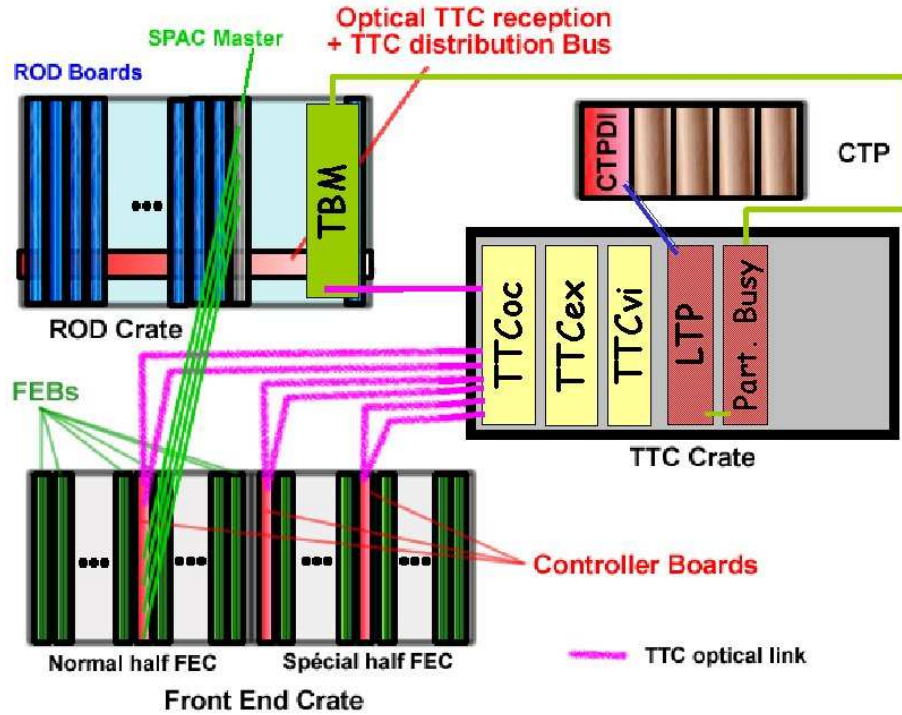


FIG. 3.19 – *Synoptique de la distribution des signaux TTC [11] et busy dans le système du calorimètre électromagnétique.*

### 3.6.4 Electronique frontale

L'électronique frontale du calorimètre électromagnétique est située dans des châssis FEC (Front End Crate), installés au niveau des traversées étanches du cryostat. La figure 3.20 montre une vue en coupe de l'emplacement des châssis frontaux dans la partie centrale du calorimètre central. En raison de la présence du calorimètre à tuiles, il y a peu de place pour faire sortir les fibres en face avant des cartes du FEC.

L'électronique située dans les FEC effectue la mise en forme analogique du signal puis sa numérisation. Elle a aussi pour rôle la calibration, la configuration des cartes d'acquisition et le monitoring. Les cartes d'acquisition frontales (Front End Board) permettent de mettre en forme et amplifier (avec 3 gains différents 1, 10, 100) les signaux reçus des électrodes. Une mémoire analogique sous forme de pipeline est présente afin de conserver les données pendant que le système de déclenchement

de niveau 1 donne sa décision concernant l'intérêt des événements. Les informations sont ensuite transférées aux ROD (Read Out Drivers) par l'intermédiaire de liens série optiques (G-Link). Des cartes de calibration permettent de distribuer les signaux d'étalonnage, afin d'établir la corrélation entre l'énergie et l'intensité du signal. La carte contrôleur permet de configurer les autres cartes et d'acheminer les signaux d'horloge en provenance du système TTC.

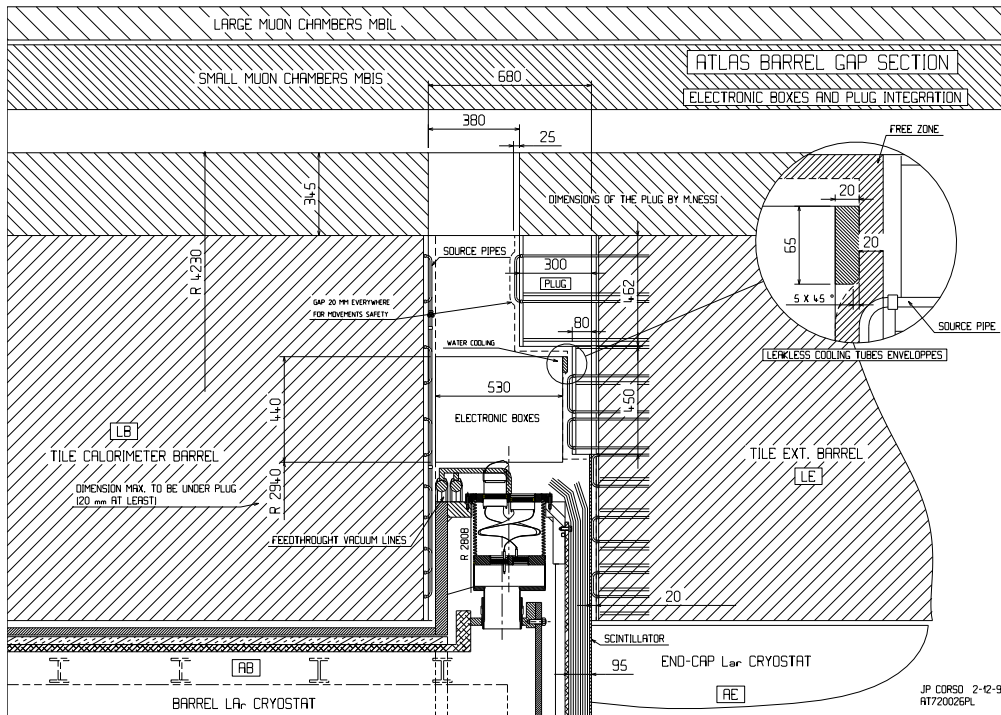


FIG. 3.20 – Vue en coupe [4] du détecteur avec emplacement des châssis (“electronic boxes” sur la figure) pour l’électronique frontale.

Comme nous l’avons expliqué dans l’introduction, la mise en forme des signaux est nécessaire. Le nouveau signal a la même structure, mais avec un maximum autour de 100 ns, et dont l’amplitude est proportionnelle à la charge totale collectée, ce qui permet de retrouver l’énergie déposée dans le milieu.

#### 3.6.4.1 Structure des châssis FEC

Chaque châssis FEC (Fig. 3.21) est constitué d’une structure métallique permettant le maintien mécanique des cartes d’acquisition et constituant une cage de Faraday accueillant les cartes, ce qui permet de limiter le bruit électromagnétique qui pourrait altérer les signaux analogiques traités par les FEB. Une alimentation distribuée par un bus installé sur la tranche du châssis permet d’alimenter chacune des cartes électroniques qu’il contient. Le fond du châssis, appelé fond de panier (baseplane), établit la connexion électrique entre les cartes d’acquisition et les câbles

sortant de l'enceinte étanche. Celle-ci assure le transfert entre la zone froide (cryostat) et la zone chaude (électronique de lecture), grâce aux traverses (feedthroughs). Un bus (SPAC) parallèle au bus d'alimentation, permet d'acheminer les signaux de configuration des cartes d'acquisition.

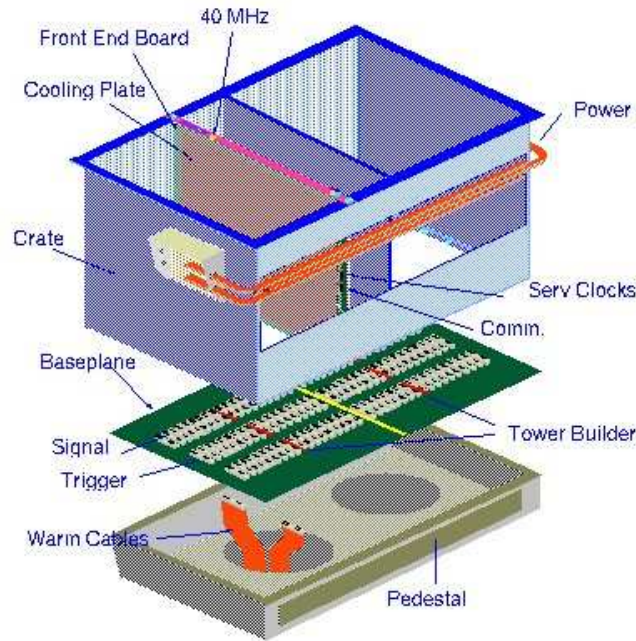


FIG. 3.21 – Vue éclatée d'un châssis FEC [4]. Le bus SPAC n'est pas représenté, mais il est parallèle au bus d'alimentation situé en-dessous de lui.

Les cartes présentes dans le châssis FEC ont pour dimension  $490\text{ mm} \times 409,5\text{ mm}$ . Deux plaques de refroidissement sont situées de chaque côté de chaque carte et sont alimentées par un système de refroidissement à eau. Les cartes présentes dans le châssis sont :

- les cartes d'acquisition et mise en forme frontale (Front End Board),
- les cartes de contrôle du châssis et de configuration (Controller Board),
- les cartes de collection de signaux de déclenchement (TBB pour Tower Builder Board) [15], qui fabriquent des signaux analogiques rapides à partir des signaux analogiques de plusieurs cellules contigues et les cartes de calibration (Calibration Board) pour l'injection de signaux calibrés vers les cartes d'acquisition,
- les cartes de monitoring, permettant de connaître la température, la pureté de l'argon, la valeur de tension et courants alimentant les cartes.

Typiquement, il y a une carte de calibration et une carte contrôleur pour 14 cartes d'acquisition FEB. Chaque carte FEB gère 128 canaux. Plusieurs types de châssis existent suivant la valeur de pseudorapidité (Fig. 3.22, 3.23). Au total, on compte 32 châssis pour la partie tonneau, 16 châssis normaux pour la partie bouchons et 8 châssis spéciaux, toujours pour la partie bouchons (accueillant notamment l'électronique du HEC) et 2 châssis pour la partie FCAL, soit au total 58 châssis. Le tableau 3.4 récapitule le nombre de cartes frontales dans chaque type de châssis.



32 Barrel crates										16 Std EMEC									
Slot #	Name	TTC	SPAC	TTC/CONT	CONT	FEB	CALIB	TBB	Crate Front	Slot #	Name	TTC	SPAC	TTC/CONT	CONT	FEB	CALIB	TBB	Crate Front
1	FEB PS	1	1			1			1	1	FEB PS	1	1			1			1
2	FEB FR0	1	1			1			1	2	FEB FR0	1	1			1			1
3	FEB FR1	1	1			1			1	3	FEB FR1	1	1			1			1
4	FEB FR2	1	1			1			1	4	FEB FR2	1	1			1			1
5	FEB FR3	1	1			1			1	5	FEB FR3	1	1			1			1
6	FEB FR4	1	1			1			1	6	FEB FR4	1	1			1			1
7	FEB FR5	1	1			1			1	7	FEB FR5	1	1			1			1
8	FEB FR6	1	1			1			1	8	FEB FR6	1	1			1			1
9	TBB	1	1					1	1	9	TBB	1	1					1	1
10	CONT	0	2	16	1				1	10	CONT	0	2	15	1				1
11	FEB BK0	1	1			1			1	11	FEB BK0	1	1			1			1
12	FEB BK1	1	1			1			1	12	FEB BK1	1	1			1			1
13	FEB MID0	1	1			1			1	13	FEB MID0	1	1			1			1
14	FEB MID1	1	1			1			1	14	FEB MID1	1	1			1			1
15	FEB MID2	1	1			1			1	15	FEB MID2	1	1			1			1
16	FEB MID3	1	1			1			1	16	FEB MID3	1	1			1			1
17	MON	0	0						0	17	MON	0	0						0
18	CALIB	1	1				1		1	18	MON	0	0						0
19										19	CALIB	1	1				1		1
20	FEB PS	1	1			1			1	20	FEB PS	1	1			1			1
21	FEB FR0	1	1			1			1	21	FEB FR0	1	1			1			1
22	FEB FR1	1	1			1			1	22	FEB FR1	1	1			1			1
23	FEB FR2	1	1			1			1	23	FEB FR2	1	1			1			1
24	FEB FR3	1	1			1			1	24	FEB FR3	1	1			1			1
25	FEB FR4	1	1			1			1	25	FEB FR4	1	1			1			1
26	FEB FR5	1	1			1			1	26	FEB FR5	1	1			1			1
27	FEB FR6	1	1			1			1	27	FEB FR6	1	1			1			1
28	TBB	1	1					1	1	28	TBB	1	1					1	1
29	CONT	0	2	16	1				1	29	CONT	0	2	15	1				1
30	FEB BK0	1	1			1			1	30	FEB BK0	1	1			1			1
31	FEB BK1	1	1			1			1	31	FEB BK1	1	1			1			1
32	FEB MID0	1	1			1			1	32	FEB MID0	1	1			1			1
33	FEB MID1	1	1			1			1	33	FEB MID1	1	1			1			1
34	FEB MID2	1	1			1			1	34	FEB MID2	1	1			1			1
35	FEB MID3	1	1			1			1	35	FEB MID3	1	1			1			1
36	MON	0	0						0	36	MON	0	0						0
37	CALIB	1	1				1		1	37	MON	0	0						0
38										38	CALIB	1	1				1		1

FIG. 3.22 – Composition d'un châssis frontal [16] : i) gauche : tonneau, ii) droite : bouchon normal. Le trait noir marque la séparation des demi-châssis qui constituent l'unité élémentaire du système d'acquisition.

8 Spec EC										2 FCAL									
Slot #	Name	TTC	SPAC	TTC/CONT	CONT	FEB	CALIB	TBB	Crate Front	Slot #	Name	TTC	SPAC	TTC/CONT	CONT	FEB	CALIB	TBB	Crate Front
1	FEB PS	1	1			1			1	1	MON	0	0						0
2	FEB FR0	1	1			1			1	2	CALIB	1	1			1			1
3	FEB MID0	1	1			1			1	3	FEB 111 112	1	1			1			1
4	FEB MID1	1	1			1			1	4	FEB 113 114	1	1			1			1
5	FEB FR1	1	1			1			1	5	FEB 121 122	1	1			1			1
6	FEB FR2	1	1			1			1	6	FEB 123 124	1	1			1			1
7	FEB FR3	1	1			1			1	7	TDB 0	0	0						0
8	FEB FR4	1	1			1			1	8	FEB 131 132	1	1			1			1
9	TBB	1	1					1	1	9	FEB 133 134	1	1			1			1
10	CONT	0	2	11	1				1	10	FEB 141 142	1	1			1			1
11	FEB BK0	1	1			1			1	11	FEB 143 144	1	1			1			1
12	FEB MID2	1	1			1			1	12	CONT	0	2	15	1				1
13	FEB MID3	1	1			1			1	13	FEB 211 212	1	1			1			1
14	FEB FR5	1	1			1			1	14	FEB 221 222	1	1			1			1
15	FEB BK1	1	1			1			1	15	FEB 231 232	1	1			1			1
16	TBB	1	1					1	1	16	FEB 241 242	1	1			1			1
17	FEB MID4	1	1			1			1	17	TDB 1	0	0						0
18	FEB MID5	1	1			1			1	18	FEB 311 321	1	1			1			1
19	FEB L1	1	1			1			1	19	FEB 331 341	1	1			1			1
20	TBB	1	1					1	1	20	MON	0	0						0
21	FEB L2	1	1			1			1	21	CALIB	1	1				1		1
22	CALIB	1	1				1		1	22	FEB 111 112	1	1			1			1
23	CALIB	1	1				1		1	23	FEB 113 114	1	1			1			1
24	CONT	0	2	11	1				1	24	FEB 121 122	1	1			1			1
25	FEB 1	1	1			1			1	25	FEB 123 124	1	1			1			1
26	FEB 2	1	1			1			1	26	TDB 0	0	0						0
27	TDB 1	0	0						0	27	FEB 131 132	1	1			1			1
28	FEB 3	1	1			1			1	28	FEB 133 134	1	1			1			1
29	FEB 4	1	1			1			1	29	FEB 141 142	1	1			1			1
30	FEB 5	1	1			1			1	30	FEB 143 144	1	1			1			1
31	TDB 2	0	0						0	31	CONT	0	2	15	1				1
32	FEB 6	1	1			1			1	32	FEB 211 212	1	1			1			1
33	MON	0	0						0	33	FEB 221 222	1	1			1			1
34	CONT	0	2	7	1				1	34	FEB 231 232	1	1			1			1
35	CALIB	1	1				1		1	35	FEB 241 242	1	1			1			1
36	LV	0	0						0	36	TDB 1	0	0						0
37	LV	0	0						0	37	FEB 311 321	1	1			1			1
38	LV	0	0						0	38	FEB 331 341	1	1			1			1

FIG. 3.23 – Composition d'un châssis frontal [16] : i) gauche : bouchon spécial, ii) droite : calorimètre avant (FCAL).

	FEB	TBB	TDB	CALIB	CONT
tonneau	896	64	0	64	64
bouchon	416	32	0	32	32
bouchon special	184	24	16	24	24
FCAL	28	0	4	2	2
Total	1524	120	20	122	122

TAB. 3.4 – Nombre de cartes frontales d'acquisition dans chaque type de châssis.

### 3.6.4.2 Les cartes d'acquisition FEB

Les cartes d'acquisition frontales (Front End Board), dont une photographie des faces est présentée sur la figure 3.24, contiennent l'électronique permettant d'amplifier, de mettre en forme, d'échantillonner et de numériser les signaux issus du calorimètre électromagnétique.

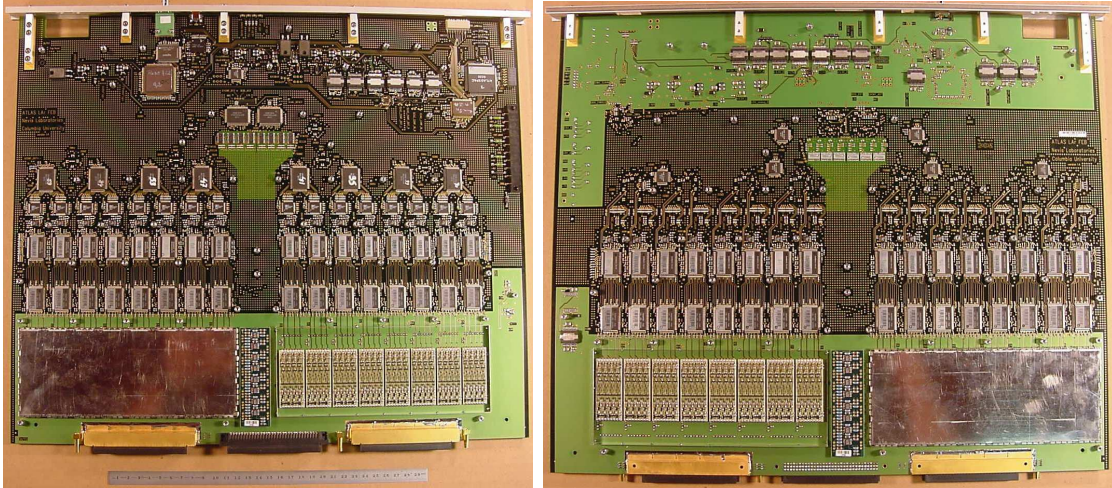


FIG. 3.24 – Photographies [16] des faces avant (gauche) et arrière (droite) des cartes d'acquisition FEB.

Elles récupèrent les signaux électriques des cartes mères par l'intermédiaire des câbles plongés dans l'argon liquide. La transmission entre la zone froide (argon liquide) et la zone chaude (châssis) se fait par des traverses (feedthroughs). Le câblage allant d'un module à l'entrée d'une FEB est présenté sur les figures 3.25 et 3.26.

#### STANDARD CONNECTION FOR 64 CHANNELS

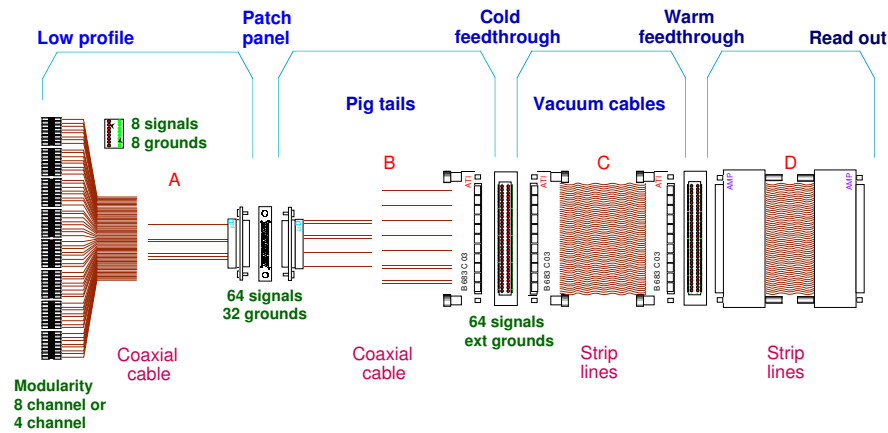


FIG. 3.25 – Structure des câbles entre les électrodes et les cartes d'acquisition FEB [4].

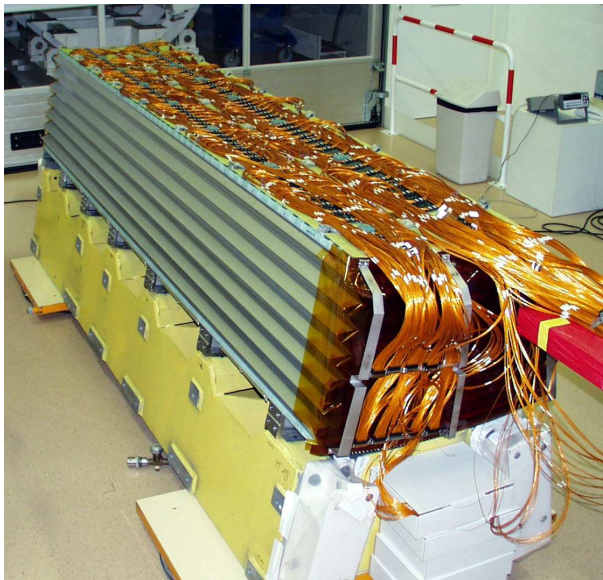


FIG. 3.26 – Photographie d'un module d'absorbeur de la partie tonneau, avec les câbles (jusqu'au niveau Patch panel de la figure 3.25) permettant de se connecter aux câbles qui sortent du cryostat [4].

La figure 3.27 présente le synoptique du traitement d'une voie de mesure de la FEB. Afin d'avoir une gamme dynamique de 16 bits, un compromis a été fait entre la consommation électrique, le coût et la vitesse d'acquisition, et la précision sur chaque gamme d'énergie. Cela conduit à l'utilisation d'un ADC de 12 bits numérisant l'une des trois sorties des lignes analogiques de mise en forme du signal de chaque cellule, de gain respectifs 1, 10, 100, appelés bas, moyen et haut gain, suivant la gamme d'énergie considérée. Ainsi, les signaux issus du détecteur sont traités simultanément par 3 circuits de mise en forme. Puis ils sont mis en forme et stockés dans des pipelines analogiques utilisant des capacités commutées (Switched-Capacitor Array), à la fréquence de croisement de faisceaux. La profondeur de cette pipeline est de  $144 \times 25 \text{ ns} = 3,6 \mu\text{s}$ , pour permettre au niveau 1 d'avoir le temps de donner sa décision.

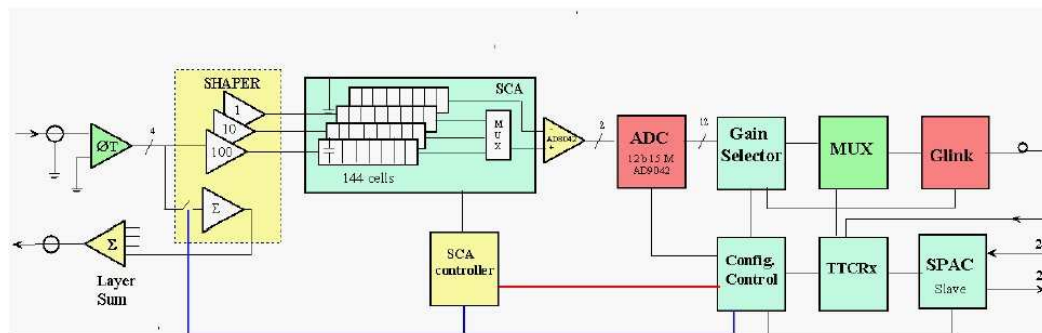


FIG. 3.27 – Synoptique d'une voie de mesure [4].

Quand l'acceptation du déclenchement de niveau 1 pour un événement donné arrive au niveau de la FEB, le sélecteur de gain décide quelles données d'une ligne de gain seront numérisées et trouve les données dans les pipelines au bon endroit, à l'aide du composant SCA controller. Ce gain peut soit être fixé par l'utilisateur, soit choisi de manière automatique (gain libre). Dans ce cas, le choix se fait en comparant l'échantillon le plus près du pic après sélection d'un gain moyen avec 2 valeurs de seuil. Les données sélectionnées sont numérisées par un convertisseur analogique-numérique (ADC) 12 bits, puis transmises aux cartes ROD. Le fait d'avoir 3 gains permet d'avoir une gamme dynamique de 16 bits avec un ADC de 12 bits. Chaque FEB est connectée par le biais d'une liaison bidirectionnelle à un module de contrôle situé dans le châssis ROD.

Les échantillons des FEB sont envoyés dans un multiplexeur à l'aide du circuit S-Mux, puis envoyés sous forme optique par le circuit G-Link vers le châssis de prétraitement des données. Pour encoder les données et les sérialiser, le G-Link utilise l'horloge du LHC (pour générer une horloge interne), décodée à partir du signal TTC. Cependant, le jitter de l'horloge délivré par le TTCRx s'est avéré trop important (supérieur à 100 ps) pour garantir le fonctionnement du G-Link, ce qui aurait des conséquences dramatiques pour la synchronisation des événements dans l'expérience ATLAS. Une boucle à verrouillage de phase utilisant un quartz et une puce dédiée (QPLL), filtre les irrégularités et permet de récupérer avec une précision accrue l'horloge de 40,079 MHz pour l'envoyer vers le G-Link. En effet, ce dernier composant divise les trames en 20 échantillons, ce qui le rend très sensible au jitter sur l'horloge.

### 3.6.4.3 La carte contrôleur

La carte contrôleur [17], dite aussi carte de contrôle du châssis, présentée sur la figure 3.28, permet de distribuer l'information du système TTC vers les cartes d'acquisition FEB : les informations temporelles du LHC et les décisions du système de déclenchement, et d'acheminer les informations des FEB vers les châssis ROD. De plus, elle permet de configurer l'ensemble des autres cartes électroniques du châssis (calibration, tower builder, FEB) grâce aux commandes de la carte maître SPAC située dans le châssis ROD. Cette dernière permet d'écrire par des commandes VME<sup>6</sup> les informations de configuration des cartes frontales par la liaison série SPAC ou de relire la configuration. Sur chaque carte frontale, une puce "esclave SPAC" assure la mise en oeuvre du lien série.

---

<sup>6</sup>Le bus VME (Versa Module Eurocard) a été construit par les industriels de l'informatique pour répondre aux objectifs suivants :

- Permettre à deux unités de communiquer entre elles sans gêner le fonctionnement interne des autres unités connectées au bus.
- Créer un système dont les performances dépendent principalement des unités connectées au bus et non pas du bus lui-même.
- Offrir au concepteur une grande latitude dans le choix des moyens qui lui permettent d'optimiser le coût et/ou les performances du système sans nuire à sa compatibilité.

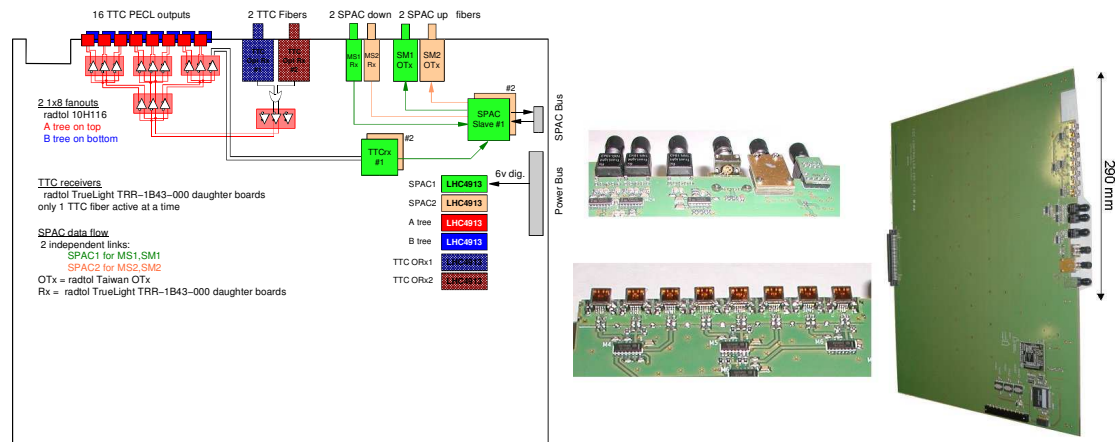


FIG. 3.28 – Schéma de principe (gauche) et photographie (droite) de la carte contrôleur de châssis [17].

La carte contrôleur reçoit le signal TTC via un lien optique et le redistribue aux cartes frontales par une distribution électrique. Cette carte étant cruciale pour le fonctionnement du système, sa fiabilité a été optimisée. Ainsi, le signal TTC est doublé, reçu par deux fibres optiques indépendantes. Seule une fibre TTC est connectée en amont afin de limiter la logique embarquée sur la carte. On peut connecter le deuxième au cas d'un dysfonctionnement de la première. Le lien série est mis en oeuvre au moyen de deux liaisons optiques montantes et deux descendantes jusqu'à la carte contrôleur. Les signaux sont ensuite rendus accessibles aux cartes FEB, Calibration et Tower Builder par un bus (bus SPAC) connectant toutes ces cartes à la carte contrôleur. La carte contrôleur utilise deux esclaves SPAC différents pour assurer une redondance, alimentés par des régulateurs et TTCrx différents.

Les informations de configuration sont reçues par la carte contrôleur. Des circuits esclaves SPAC situés sur cette carte fonctionnent en mode répéteur : ils font transiter la commande SPAC vers les cartes d'acquisition dans le châssis et font transiter les données reçues vers la carte maître SPAC. Cette transition se fait par l'intermédiaire d'un bus situé sur la tranche du châssis : le bus SPAC (Fig. 3.29).

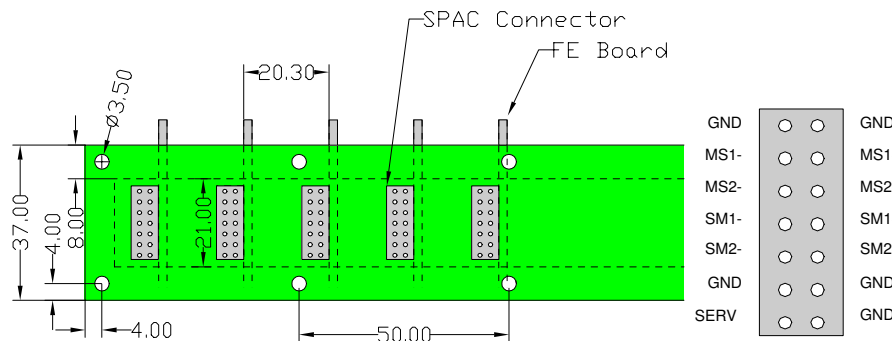


FIG. 3.29 – Bus SPAC pour le transfert de l'information SPAC de la carte contrôleur vers les cartes d'acquisition [18]. Les côtes ne sont pas les mêmes pour la version finale.

### 3.6.4.4 La carte de calibration

La carte de calibration [19] a pour rôle d'envoyer aux différentes cellules du calorimètre un signal de caractéristiques connues dans le but d'étalonner la chaîne de mesure à mieux que 1 %. Elle peut alimenter jusqu'à 14 FEB dans la région tonneau. Pour étalonner tout le calorimètre, 122 cartes de calibration sont nécessaires. Une commande de calibration est envoyée par la carte contrôleur par l'intermédiaire d'une commande TTC (canal B). A la réception de cette commande, la carte de calibration injecte un signal sur les cellules précisées. Après un certain temps défini par la carte TTCvi, un signal d'acceptation L1A est envoyé aux cartes FEB qui acquièrent les données correspondant au signal de calibration injecté.

Les impulsions de calibration sont générées par un circuit dont le principe est donné sur la figure 3.30 de gauche. L'impulsion rapide des signaux de calibration, représentée sur la figure 3.30 de droite est obtenue en interrompant un courant continu  $I_p$  qui circule dans une bobine par l'intermédiaire du transistor  $Q_1$ . Lorsqu'une impulsion carrée de déclenchement est envoyée sur le transistor  $Q_2$ ,  $Q_1$  est bloqué et le courant est dévié à la masse. Le champ magnétique stocké dans la bobine produit une impulsion de tension avec une décroissance négative à travers l'association parallèle de l'impédance  $Z_C$  et la résistance de terminaison  $R_0$ . Cette impulsion est propagée dans le cryostat le long d'un câble  $50 \Omega$  de 7 m de long adapté en impédance, puis injectée à travers une résistance  $R_{inj}$  (précision 0.1 %), sur les électrodes par l'intermédiaire de la carte mère. Le courant résultant est  $I_{cal} = -\frac{R_0}{2R_{inj}} I_p e^{-t/\tau}$  avec  $\tau = 2L/R_0$  (où  $R_o = R_a = Z_C$ ). Le choix d'une quantité appelée DAC permet de modifier la valeur du courant, donc l'amplitude du signal de calibration. A partir d'une impulsion de 5 V, on peut atteindre une impulsion jusqu'à 10 mA dans une résistance d'injection de  $500 \Omega$ .

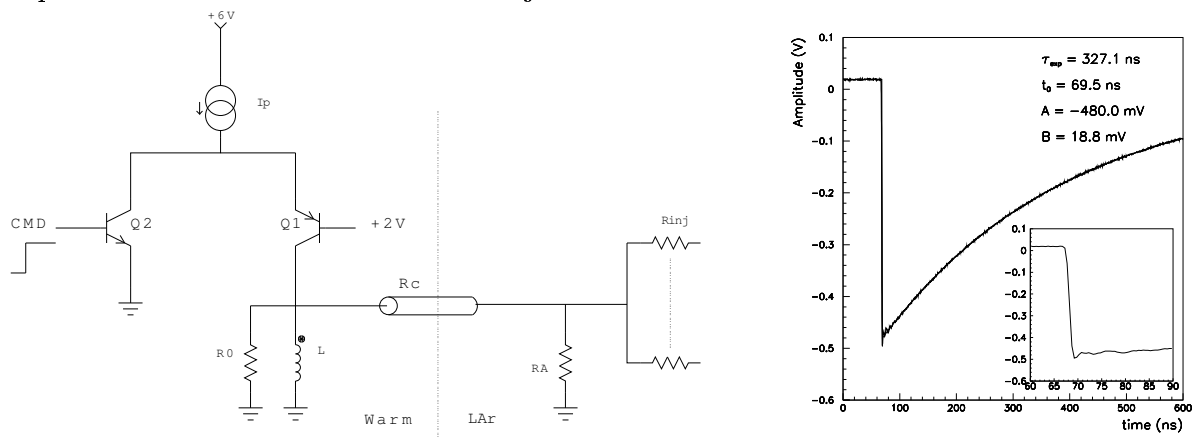


FIG. 3.30 – Principe de génération et forme du signal de calibration [4].

Les caractéristiques requises pour l'impulsion sont :

- temps de descente  $< 1$  ns pour imiter la forme des signaux physiques.
- temps de montée : 360 ns, correspondant à la longueur d'un signal physique, c'est-à-dire au déplacement des électrons dans le gap d'argon liquide.
- amplitude  $A \in [200 \text{ nA}; 10 \text{ mA}]$  sur  $50 \Omega$
- délai programmable de 0 à 24 ns par pas de 1ns.



### 3.6.4.5 Les cartes de déclenchement TBB et TDB

Les cartes TBB (et TDB pour le HEC et le FCAL) ont pour rôle de construire des signaux analogiques rapides résultant de la sommation des signaux des cellules individuelles de zones étendues du détecteur, appelées tours de déclenchement, à l'aide des signaux des FEB. Chaque région est définie par une extension  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  variant avec  $\eta$ . Les signaux sommés sont ceux des FEB. Ces signaux sont remis en forme pour tenir compte du fait que les gains des FEB et les compartiments ne sont pas tous les même. Les 32 tours de déclenchement délivrent les 32 signaux de déclenchement par une liaison en cuivre au système de réception Trigger Receiver situé à 70 m du détecteur. Au niveau du système de réception (L1 receiver), ces signaux sont numérisés puis traités par le système global de déclenchement de premier niveau d'ATLAS.

### 3.6.4.6 Les cartes de monitoring

Un certain nombre de cartes sont présentes dans les châssis frontaux pour mesurer l'évolution de la température et de la pureté de l'argon liquide [20]. Elles permettent de détecter les modifications des paramètres pendant la prise de données et de corriger éventuellement les données à posteriori.

## 3.6.5 Le lien série

L'électronique frontale du calorimètre à argon liquide d'ATLAS est commandée par un lien série (Fig. 3.31) à partir du châssis ROC. Le protocole associé, le protocole SPAC (Serial Protocol for the ATLAS calorimeters), est utilisé pour charger, mettre à jour et lire les registres et mémoires des différentes cartes frontales.

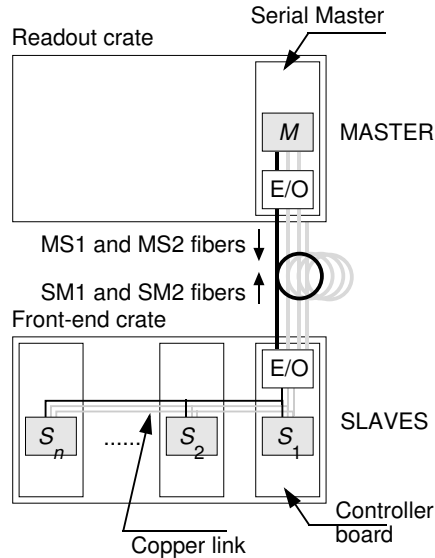


FIG. 3.31 – *Synoptique de la liaison série SPAC pour configurer et lire les paramètres des cartes d'acquisition. La carte maître SPAC (SPACMaster), située dans le châssis ROC, établit la liaison série avec la carte contrôleur, qui redistribue et relit ces informations avec les cartes dans le châssis [18].*

Ce projet a été initié au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire [21], puis développé dans le cas de ATLAS<sup>7</sup> par le LPNHE [22]. En particulier, l'immunité au bruit a été améliorée en utilisant un codage Manchester, travaillant sur les transitions des signaux et non sur les niveaux eux-même. De plus, l'importante irradiation que doivent subir les circuits pendant leur période de fonctionnement nécessite une électronique dédiée pouvant résister à de telles radiations. La technologie DMILL a été développée par le CEA pour répondre à ces exigences. Ainsi, après une première version de l'esclave série mise en œuvre dans un circuit programmable FPGA, une deuxième a été développée avec un ASIC en technologie DMILL en mai 2000, conduisant à l'appellation de protocole SPAC2. Dans le but d'améliorer la robustesse du système, des modifications ont été faites, en implémentant les signaux électriques de façon différentielle, en implémentant un mode répéteur plus redondant, en augmentant la longueur du préambule, et en ajoutant un code d'erreur (checksum) sur les adresses et les données, conduisant au protocole SPAC3. Il permet notamment d'accepter des porteuses (carriers) en entrées série même si aucune trame n'est envoyée par le maître. De plus, un checksum est ajouté entre les champs sous-adresses et données d'une trame.

Deux entités constituent le système de lien série SPAC : le maître et les esclaves. Le maître SPAC se trouve dans les châssis ROD, les esclaves se trouvent sur les cartes frontales. Le maître SPAC envoie les informations de configuration et reçoit les données par l'intermédiaire de deux liaisons optiques unidirectionnelles : deux Maître vers Esclave (M-S) et deux Esclave vers Maître (S-M). Dans chaque direction, les signaux sont encodés sous forme Manchester : un 1 logique codé par une transition bas-haut, un 0 logique codé par une transition haut-bas, pas de transition dans l'état de repos. Les lignes sont doublées pour renforcer la fiabilité. Cependant, une seule ligne de descente (maître vers esclave) porte l'information, l'autre étant au repos. Chaque esclave reçoit les deux lignes simultanément. Dans l'autre sens (esclave vers maître), les deux lignes portent simultanément l'information. Le maître lit une ligne spécifiée par l'utilisateur.

La carte maître SPAC (Fig. 3.32 [18]) se situe dans le châssis ROD, piloté par un processeur maître VME. Ce processeur donne les ordres à la carte maître SPAC, qui constitue à son égard, un esclave VME. La carte maître SPAC, quant à elle, constitue le maître SPAC et commande jusqu'à 4 châssis frontaux. Pour chaque châssis, un lien optique se compose de 2 liaisons montantes maître vers esclaves (M-S) et 2 liaisons descendantes esclaves vers maître (S-M). Une porteuse peut être activée pour éviter les transitions de la carte contrôleur. En effet, comme le signal est véhiculé de manière optique, un signal différentiel par rapport à une porteuse permet une meilleure immunité par rapport aux fluctuations de la lumière dans la fibre optique.

---

<sup>7</sup>développement de l'ASIC, amélioration du protocole, utilisation du code Manchester



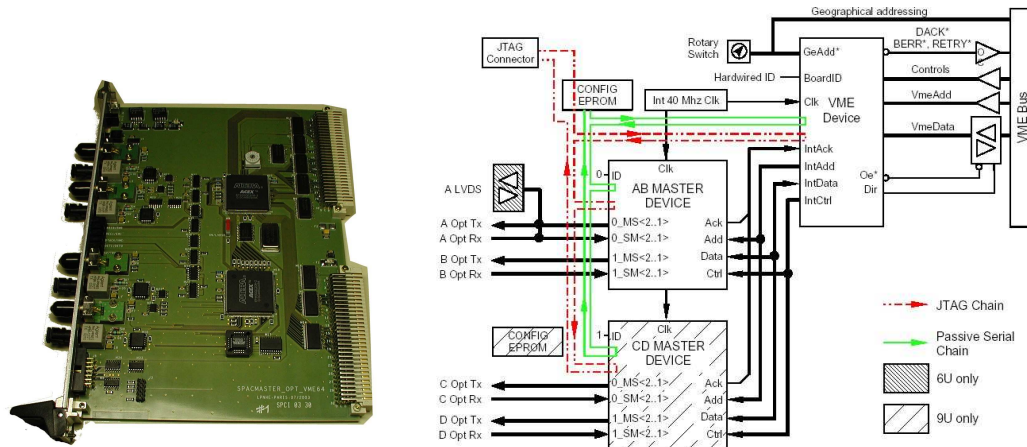


FIG. 3.32 – Photographie (gauche) et schéma de principe (droite) de la carte maître SPAC [18] au format 6U. Par l'intermédiaire des modules A, B, C, D, elle peut contrôler jusqu'à 4 châssis FEC [18].

Dans chaque demi-châssis, il y a au maximum 16 esclaves SPAC. Chaque esclave SPAC (Fig. 3.33) [18] du réseau est identifié par une adresse unique sur 7 bits. Les données peuvent être adressées à un esclave particulier (commande individuelle), à une partie ou à tout le réseau simultanément (respectivement modes local broadcast et global broadcast). Le maître SPAC peut lire ou écrire sur chaque esclave. L'ASIC SPACslave, par une voie parallèle, permet de commander les pipelines et de choisir les gains par l'intermédiaire du circuit Config. Controller. En outre, il peut communiquer avec le TTCRx par deux liens I2C dont il est le maître. En raison de la dose de radiations subies au niveau des châssis FEC, les esclaves SPAC sont conçus à l'aide d'un ASIC résistant aux radiations, utilisant la technologie DMILL.

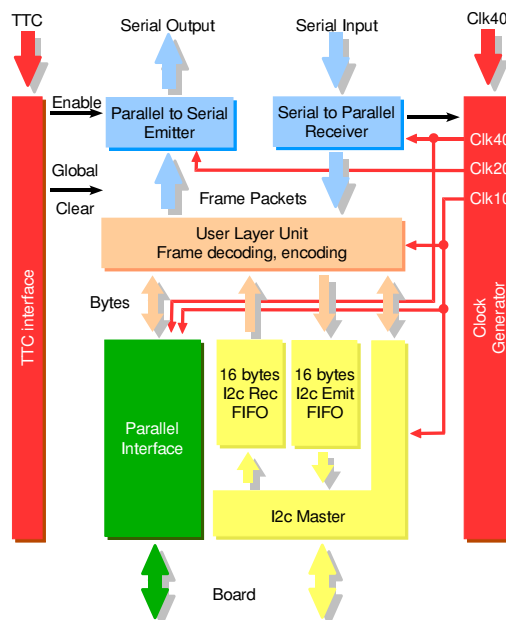


FIG. 3.33 – Schéma de principe de l'esclave SPAC situé sur les cartes d'acquisition.



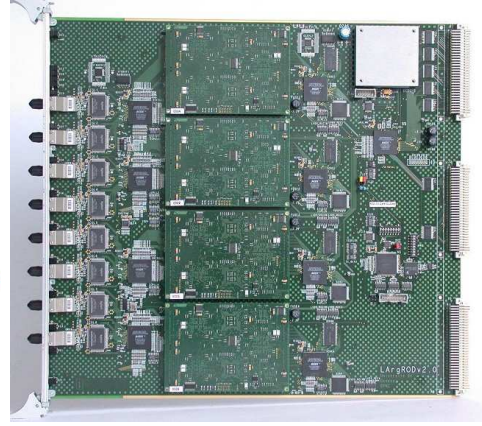
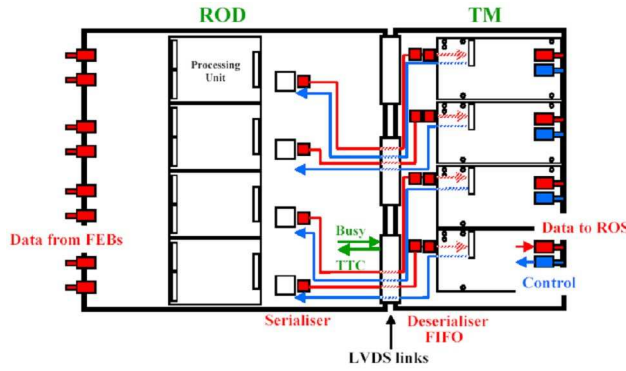


FIG. 3.35 – *Synoptique (gauche) et photographie (droite) d'une carte ROD équipée de ces 4 cartes filles PU [24].*

Les cartes filles PU, dont le synoptique et la photographie sont présentés sur la figure (Fig. 3.36), contiennent un DSP TMS320C6414.

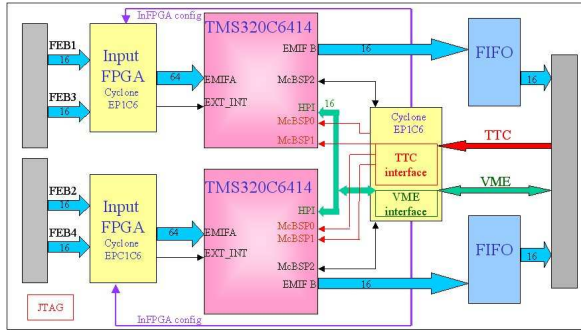


FIG. 3.36 – *Synoptique (gauche) et photographie (droite) d'une unité de traitement PU (Processing Unit), permettant de traiter les données de 256 cellules en moins de 10  $\mu$ s grâce à 2 DSP cadencés à 720 MHz [24].*

Celui-ci permet de reconstruire l'énergie  $E_{rec}$  et le temps de montée au pic des événements, à partir de 5 échantillons, en utilisant une méthode de filtrage optimal [25] :

$$E_{rec} = \sum_{i=1}^{N_{ech}} a_i \times ADC_i \quad (3.13)$$

$$\tau E_{rec} = \sum_{i=1}^{N_{ech}} b_i \times ADC_i \quad (3.14)$$

où  $ADC_i$  est la valeur en coups ADC de l'échantillon  $i$ . Les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont calculés par une méthode de filtrage optimal, lors de la calibration. Par ailleurs, le DSP remplit les histogrammes pour le monitoring en ligne. Afin de respecter un

débit maximum de 100 kHz du niveau 1 du déclenchement, chaque carte PU doit pouvoir traiter 256 canaux en moins de  $10 \mu\text{s}$ . Pour cela, elle possède 2 processeurs de signaux (DSP) utilisés à des fréquences à 720 MHz.

### 3.6.6.1 Connexion des ROD avec les autres modules

Outre la connexion des ROD avec les cartes d'acquisition frontale, les cartes ROD sont connectées à d'autres modules par l'intermédiaire d'une carte dédiée constituée de connecteurs VME : la carte P3, comme le présente la figure 3.37.

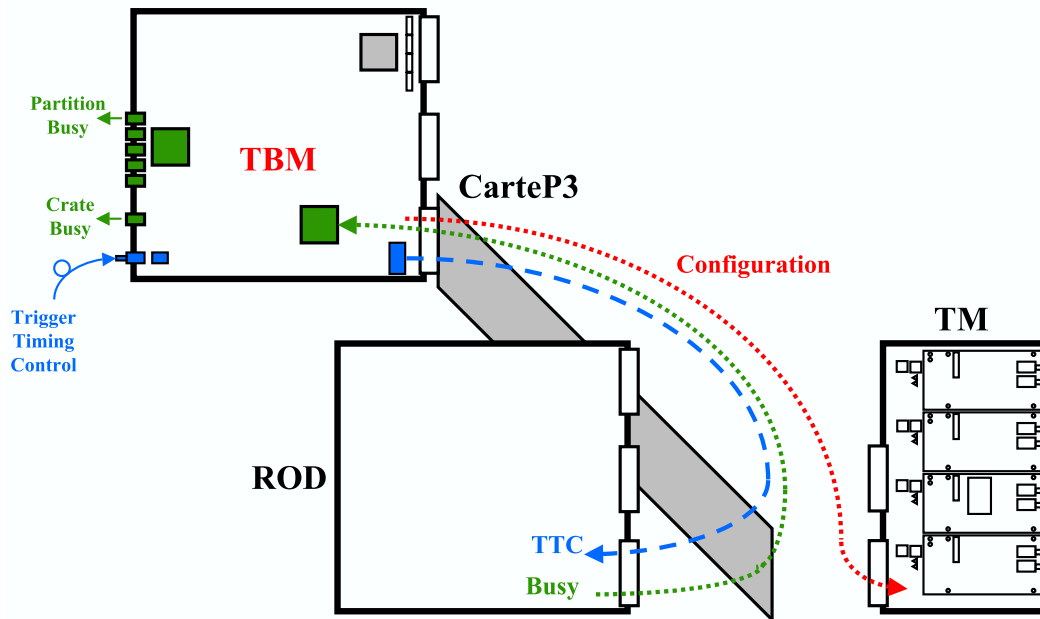


FIG. 3.37 – Connexions entre les cartes ROD, la carte TBM et le module de transition. Figure tirée de [26].

Le module de transition (Fig. 3.38 de gauche) réceptionne les données des ROD par des connecteurs de type VME. Les données sont mises en série pour tenir compte du nombre restreint de broches sur les connecteurs. Puis les données désérialisées sur le TM sont envoyées aux cartes HOLA, qui par une liaison optique, transmettent les données au système d'acquisition central d'ATLAS (ROS pour ReadOut System).

La carte TBM (Trigger and Busy Module), présentée sur la figure 3.38 de droite, reçoit optiquement les signaux TTC et les distribue aux cartes ROD à l'aide d'une carte dédiée : la carte P3. Par ailleurs, elle reçoit les signaux BUSY des ROD, leur applique un OU logique, puis les envoie par l'intermédiaire du module de transition vers le Partition Busy Module situé dans le châssis TTC.

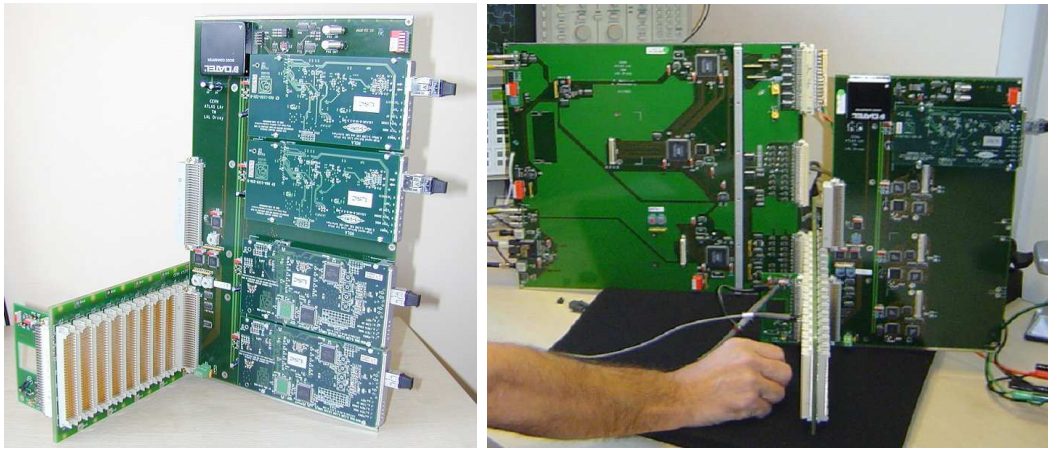


FIG. 3.38 – *Gauche : Photographie d'un module de transition avec vue de la carte P3 et les 4 cartes HOLA portant chacune un lien optique permettant d'acheminer les données vers l'acquisition centrale d'ATLAS [27]. Droite : Photographie de la carte TBM (carte de gauche), de la carte P3, carte au milieu vers l'avant de la photographie, et de la carte Transition Module (carte à droite) [27].*

## 3.7 Tests d'intégration à BNL

Avant de décider la production de son électronique finale, la collaboration argon liquide a souhaité faire un test d'intégration de l'ensemble des cartes et des services associés qui avaient été développés séparément dans les différents laboratoires impliqués dans le projet. Ces tests d'intégration du système d'électronique frontale se sont déroulés au Brookhaven National Laboratory entre fin 2002 et début 2004. J'ai participé à l'installation de la carte contrôleur et de la carte maître SPAC associée et à l'ensemble des tests les concernant. J'ai été présent deux mois sur le site, ce qui m'a également permis de participer à l'acquisition des données et à la vérification de leur qualité.

### 3.7.1 Objectifs des tests

L'objectif de ces tests est de s'assurer du fonctionnement du système et de vérifier que ses performances respectent le cahier des charges défini par la collaboration. L'objectif était d'accomplir ces tests avec les prototypes finaux de chaque carte frontale dans une configuration la plus proche possible du détecteur final. Le succès de ce test était un prérequis au démarrage de la production en série de chacune des cartes impliquées. Les objectifs précis des tests ont fait l'objet d'un intense travail d'un comité d'experts (task force) et ont été regroupés en plusieurs rubriques fonctionnelles dont la liste est la suivante :

- Mesure du bruit cohérent dans un demi-châssis.

Pour reconstruire l'énergie des dépôts calorimétriques produits par un événement, l'énergie de chaque cellule est reconstruite en utilisant 5 échantillons du signal analogique de cette dernière. La reconstruction de l'énergie et du temps au pic du signal, dont la qualité des analyses de physique va directement dépendre, est sensible à toute dégradation de ce signal analogique. Cette résolution est liée au bruit collecté par cette cellule au niveau des électrodes, des cartes sommatriques et mères, des câbles ou des cartes frontales elles-même.

D'une manière générale, le bruit collecté peut être divisé en deux contributions distinctes dont les effets sur la reconstruction de l'énergie vont être très différents. La première partie, appelée bruit incohérent, vient affecter chaque échantillon indépendamment de tous les autres (pris dans les cellules voisines ou dans la même cellule). La seconde partie, appelée bruit cohérent, provient de bruit apparaissant de manière simultanée sur le signal de plusieurs cellules ou de manière corrélée dans le temps sur le signal d'une cellule unique. Même si le bruit de chaque canal est faible par rapport au bruit stochastique, pour reconstruire l'énergie de la gerbe, il faut additionner les informations d'un grand nombre de canaux.

Alors que le bruit aléatoire, qui est incohérent entre canaux, s'additionne quadratiquement et a une valeur moyenne nulle, le bruit cohérent, corrélé par définition, s'additionne linéairement. Ainsi, un bruit cohérent de l'ordre de 10 % du bruit stochastique peut être du même ordre de grandeur que ce dernier s'il est sommé sur 100 canaux. Cette contribution cohérente entraîne une dégradation importante de l'estimation de l'énergie mesurée par les clusters et de l'énergie manquante. Elle doit donc être maintenue à un niveau très faible dans le système. Les études antérieures [28] ont montré que les performances attendues pour le calorimètre nécessitent d'avoir un bruit cohérent maintenu inférieur à 5 % du bruit total.

- Mesure du jitter en temps.

Comme le système d'acquisition du signal repose sur l'échantillonnage du signal analogique en 5 points séparés de 25 ns, les échantillons peuvent être affectés par un jitter en temps des signaux d'horloge dont les fronts définissent les instants d'échantillonnage. La qualité de la distribution des signaux TTC est donc primordiale dans l'obtention des performances attendues du système. Par ailleurs, un très faible jitter de l'horloge, inférieur à 100 ps, est indispensable au fonctionnement correct du système de sérialisation des données (S-MUX+GLINK) permettant de les envoyer vers les cartes ROD.

- Correspondance des signaux de trigger et des signaux de lecture.

Le système de déclenchement via la carte TBB utilise la sommation directe des signaux analogiques provenant des FEB pour construire les signaux de déclenchement. Il est primordial que les caractéristiques de ces derniers soient le reflet le plus fiable possible des signaux de lecture puisqu'ils sont utilisés pour décider si un événement doit être gardé ou non. Les signaux de trigger

et de lecture ne transitant pas par les mêmes voies ni la même électronique, il est indispensable d'estimer les propriétés du bruit collecté par les signaux de déclenchement.

- Mesure de la diaphonie dans la construction et l'acheminement des signaux de déclenchement.

La construction des signaux de déclenchement est effectuée par la carte TBB à partir des signaux sommés de chaque carte FEB. Le nombre de signaux rapides transitant sur la carte TBB est très important, la rendant potentiellement sensible à l'existence de diaphonie entre ces différentes voies de sorties. Cette diaphonie peut s'accompagner d'une seconde contribution liée à l'acheminement de plusieurs signaux au sein d'un même câble.

- Mesure de la sensibilité du système au bruit extérieur.

Au niveau du châssis frontal, le bruit collecté peut provenir de différentes contributions liées par exemple à l'activité de configuration des cartes ou au bruit intrinsèque des alimentations basse tension venant alimenter les cartes. Il faut également prendre en compte les effets d'antenne résultant de la réception des signaux radiofréquence environnants.

Les interférences électromagnétiques, captées de l'activité des cartes électroniques, des ondulations des alimentations ou de sources externes, comme les câbles ont été étudiées dans [29] et ont contribué au développement d'une protection métallique faisant cage de Faraday pour chaque carte d'acquisition. De plus, l'utilisation de transmissions par fibre optiques (isolantes) des signaux de contrôle et des données permet de limiter cet effet pendant l'acheminement des signaux. La figure 3.39 présente le dispositif expérimental utilisé par [29] pour calculer le bruit cohérent dû à une source radiofréquence. Dans cette configuration, le bruit cohérent intrinsèque est de 3,62 % pour les 128 canaux, et de 29,78 % lorsque la source RF est active. Une fois les protections mises en place, le bruit cohérent en présence de RF augmente de l'ordre de 0,3 % à 20 MHz et seulement 0,08 % à 40 MHz. Par exemple, l'effet global maximal obtenu est une augmentation de l'ordre de 10 % du bruit cohérent à une fréquence de 28,5 MHz.

- Mesure de la puissance RF émise par le châssis.

Dans la mesure où chaque châssis sera situé dans le voisinage proche d'autres sous-systèmes, il est indispensable de limiter l'émission radiofréquence qu'il pourrait émettre et qui pourrait venir dégrader les performances d'autres parties du détecteur.

- Etude de la mise en œuvre des masses du système.

La stratégie développée par ATLAS a été de mettre en œuvre des masses flottantes pour chaque sous-partie du détecteur afin d'éviter l'existence de grandes boucles de masse qui par effet inductif pourraient venir perturber les signaux des différents sous-détecteurs. L'utilisation de liens optiques a été un outil privilégié de l'application de cette politique. Cet effet potentiel est critique pour

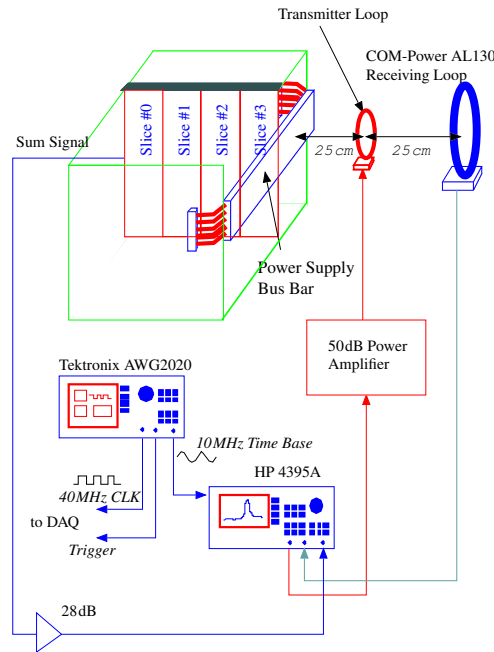


FIG. 3.39 – Schéma bloc [29] du dispositif expérimental pour mesurer le bruit cohérent d'un champ électromagnétique à l'aide d'un analyseur de réseau.

les signaux de trigger qui sont acheminés par un lien cuivre sur 70 mètres jusqu'au système L1 receiver.

- Evaluation du bruit introduit par le système de monitoring.  
Le châssis frontal contient quelques cartes de monitoring permettant de connaître la pureté de l'argon et sa température. Leur données sont acheminées vers le système de monitoring central via un bus série électrique. Ce système constitue donc une source potentielle de bruit dont l'effet doit être évalué.
- Etude de la stabilité et de la fiabilité du système.  
Le système électronique est destiné à fonctionner pendant une longue période au CERN. Il est primordial que ses caractéristiques soient les plus stables possibles dans le temps et en fonction de conditions extérieures pouvant légèrement varier. En particulier, la température est un paramètre qui variera au cours de l'année au fond du puits. Il s'agit essentiellement ici de mesurer l'évolution du bruit de chaque cellule en fonction de la température. Par ailleurs, il est également important de vérifier que le système est toujours fonctionnel après un long temps d'opération et d'avoir une estimation de la fréquence des pannes pouvant survenir. Dans ce but, des tests de longue durée dans une configuration à haut taux de déclenchement ont été mis en œuvre. En dernier lieu, il a également été décidé de vérifier la bonne stabilité des données de configuration chargées dans les différentes cartes au début d'un run. Ceci est primordial pour garantir la bonne qualité des données.



- Etude des séquences de mise sous tension et de calibration.

La mise en œuvre du système requiert la compréhension des interdépendances fonctionnelles existantes entre les différentes cartes et autres infrastructures liées au châssis. La mise en route du système nécessite la mise au point de séquences temporelles de mise sous tension des composants. Par ailleurs, la mise en œuvre des procédures de calibration requiert la compréhension des temps de propagation des signaux entre les différentes cartes et nécessite des études dédiées.

- Test de la redondance du système.

Comme nous l'avons vu précédemment, la carte contrôleur de châssis est un point d'étranglement fonctionnel du système frontal. Afin de limiter l'incidence d'une panne, plusieurs redondances ont été implémentées dont il convient de vérifier l'efficacité. J'ai contribué à ces tests puisqu'ils concernent la carte contrôleur et la carte maître SPAC réalisées au LPNHE.

### 3.7.2 Dispositif expérimental

La figure 3.40 présente le synoptique du test de BNL. A la suite d'un certain nombre de difficultés rencontrées par le CERN et ST-Microelectronics pour produire les régulateurs négatifs devant équiper un certain nombre de cartes frontales, en particulier les FEB, seule la moitié du châssis frontal a pu être équipé. En conséquence, le châssis testé contient 14 cartes d'acquisition FEB, une carte de calibration, une carte Tower Builder et une carte contrôleur, ainsi qu'une carte de monitoring du châssis. Le châssis de prétraitement des données (ROC) ne correspond pas à celui qui sera installé dans ATLAS. En guise de cartes ROD, le châssis est ici équipé de cartes construites pour le test par le laboratoire Nevis afin de reconstruire les signaux issus des FEB. La carte maître SPAC utilisée était une version au format 6U VME64X incorporant l'ensemble des fonctionnalités prévues pour ATLAS. Cette carte permet la configuration complète du demi-châssis.

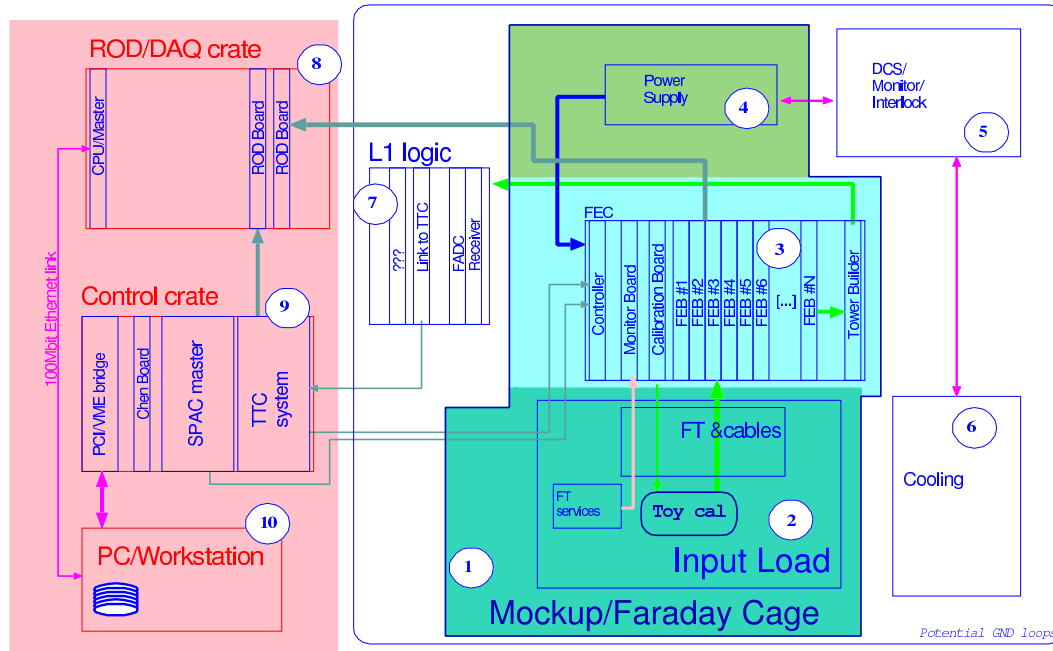
L'horloge du système est distribuée par un ensemble de deux cartes également installées dans un châssis VME indépendant : les cartes TTCvi et TTCvx<sup>8</sup>. Ces cartes permettent d'envoyer les informations de temps et de déclenchement au système frontal, l'horloge primaire utilisée étant initialement l'horloge interne du TTCvx. A l'issue d'un certain nombre de problèmes rencontrés dans la mise en œuvre d'une distribution d'horloge satisfaisante pour le système, nous avons finalement utilisé une carte TTCex en remplacement du TTCvx dont le jitter était trop important.

Afin de compléter l'installation, un simulateur de calorimètre (toy calorimeter), présenté sur la figure 3.41, a été développé par l'équipe de BNL, utilisant un réseau d'inductances et de capacités [31] afin de reproduire les signaux physiques lorsqu'un injecte un signal de calibration :

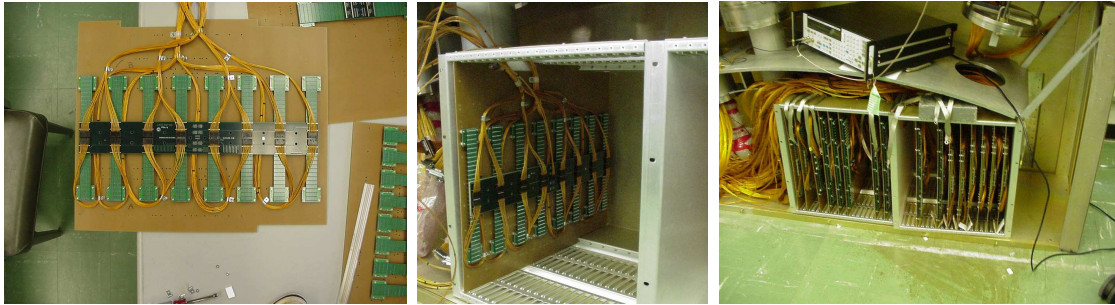
- 1 zone prééchantillonneur (PS) avec  $C = 330$  pF,

---

<sup>8</sup>équivalent à la carte TTCex

FIG. 3.40 – *Synoptique du test à BNL [30].*

- 7 zones «frontales» (F0-F6) avec  $C = 330$  pF,
- 4 zones «milieux» (M0-M3) avec  $C = 1500$  pF,
- 2 zones «arrières» (B0-B1) avec différentes capacités  $C = 330$  pF,  $C = 1000$  pF,  $C = 1500$  pF,  $C = 1800$  pF.

FIG. 3.41 – *Simulateur de calorimètre utilisé à BNL [32].*

La figure 3.42 présente le châssis rempli avec les cartes d'acquisition, la carte de calibration et la carte contrôleur. Les cables au-dessus des cartes sont les fibres optiques ainsi que les cables miniB de distribution de l'information de TTC par la carte contrôleur. La carte de calibration est visible à gauche. La carte contrôleur est celle recevant les fibres optiques, dans la partie centrale de la photographie. La carte TBB est celle avec le gros connecteur, à droite de la carte contrôleur. Les autres cartes sont les FEB.

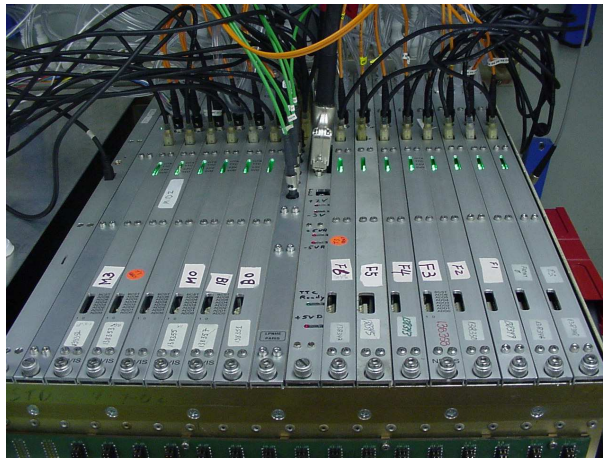


FIG. 3.42 – *FEC rempli avec les cartes d'acquisition et la carte contrôleur. La carte de calibration est visible à gauche. La carte contrôleur est la carte recevant les fibres optiques, dans la partie centrale de la photographie. La carte TBB est la carte avec le gros connecteur, à droite de la carte contrôleur. Les autres cartes sont les FEB.*

Par ailleurs, ce test a nécessité la mise en œuvre d'un système logiciel d'acquisition qui a été développé par l'ensemble des concepteurs de chaque carte au sein de la structure logicielle LargOnline dont ce test a constitué la première utilisation sérieuse. Nous avons participé au développement de l'ensemble des bibliothèques permettant de commander la carte maître SPAC et de la carte contrôleur.

### 3.7.3 Résultats obtenus

#### 3.7.3.1 Etudes du jitter

Lors des premiers tests, il est apparu qu'il était extrêmement difficile de lire les données du fait d'une désynchronisation très fréquente du lien série G-Link permettant d'évacuer les données des FEB vers les cartes de prétraitement. Ce symptôme nous a très vite guidé vers une étude précise des caractéristiques temporelles du système. Le matériel nécessaire à cette étude est un matériel très spécialisé qui n'existait à l'époque dans la collaboration que chez nos collaborateurs de Nevis. A cet effet, nous avons utilisé un oscilloscope à très haute bande passante de 5 GHz et doté d'une capacité d'échantillonnage de 20 Méchantillons par seconde. La conversion électro-optique était assurée par un coupleur spécialisé, nous permettant d'étudier directement les signaux optiques émis par le TTCvx.

Le signal encodé contient l'horloge modulé par les fronts correspondant au signaux de déclenchement et aux mots transmis sur le canal B. Néanmoins, en n'envoyant ni signal de déclenchement, ni commande sur le canal B, on observe directement le signal d'horloge. Celui-ci, mesuré au niveau de la sortie du TTCvx, est présenté sur la partie gauche de la figure 3.43 et montre une résolution intrinsèque de l'ordre de 130 ps pic à pic. Au niveau du TTCrx où le signal TTC est décodé, nous avons pu mesurer le jitter de l'horloge directement sur une FEB. Le jitter important mesuré, d'environ 800 ps pic à pic, est présenté sur la partie droite de la figure 3.43.

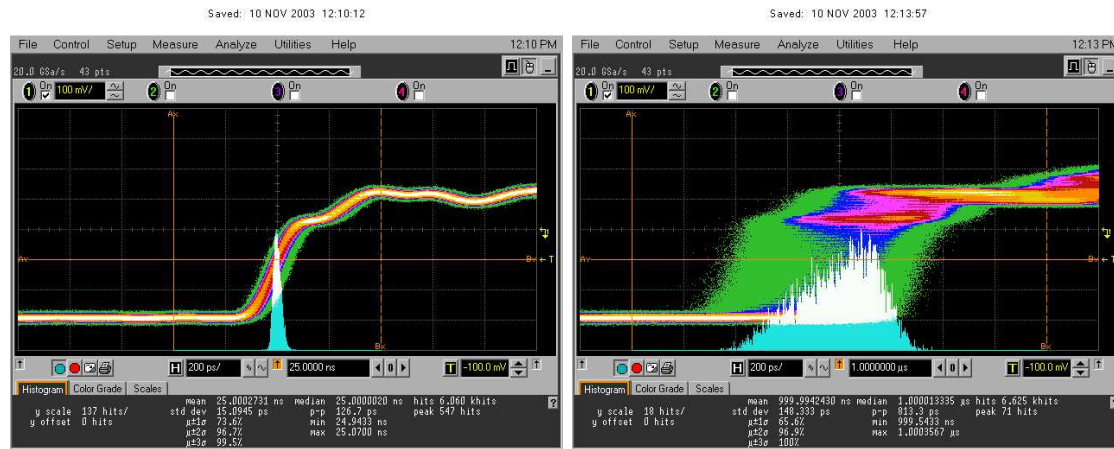


FIG. 3.43 – *Gauche : Jitter de l'horloge mesuré au niveau du TTCvx. Le jitter pic à pic est de 126,7 ps, le RMS est de 15,0945 ps. Droite : Jitter de l'horloge mesuré au niveau du TTCrx d'une carte FEB. Le RMS est de 148,333 ps.*

Au niveau du G-link, sur lequel les données sont multiplexées, un bit de données correspond à une période de 625 ps. Dans ces conditions, la tolérance au jitter est de l'ordre de 100 ps, ce qui explique le dysfonctionnement observé. Par la suite, une étude très détaillée a été conduite par nos collègues de Nevis et a conduit à la modification de la carte FEB qui est maintenant équipée d'une boucle à verrouillage de phase (QPLL) permettant de restreindre le jitter à la sortie de l'ensemble TTCrx-QPLL à une valeur située autour de 20 ps. Néanmoins, il ne nous a pas été possible de bénéficier d'un ensemble homogène de cartes FEB équipées de QPLL. Il a donc fallu changer le TTCvx dont le jitter intrinsèque est très important. Cela a conduit à l'utilisation d'un autre module : la carte TTCex, dont le jitter beaucoup plus faible nous a permis de faire fonctionner le système en l'état, même si nous nous trouvions dans une zone de fonctionnement marginale. La figure 3.44 présente la valeur de jitters mesurés en fonction de la carte TTCvx ou TTCex utilisée pour les différentes cartes FEB dont les deux dernières avaient pu être équipées de QPLL. On trouve sur cette figure le jitter total (TJ) qui se décompose en une contribution aléatoire (RJ) et une composante qui dépend des données transférées (DJ). Cette dernière composante est faible devant la première et est indépendante de la source d'horloge. Par contre la partie aléatoire diminue beaucoup quand on utilise le TTCex plutôt que le TTCvx. Le jitter atteint avec le TTCex et la QPLL est bien en deçà de la limite fonctionnelle estimée du système représenté par la ligne horizontale (1 UI vaut 625 ps et représente la durée d'un bit de données sur le G-Link).

Dans la mesure où toutes les FEB n'étaient pas équipées de QPLL, un effort particulier a été fait pour réduire le bruit. En particulier, les lignes d'alimentation ont été filtrées par des capacités de très grande valeur. Il faut souligner que les alimentations utilisées n'étaient pas celles prévues pour ATLAS car la société devant les produire avait pris trop de retard pour les fournir au début du test. Un premier prototype des boîtiers d'alimentation finale a cependant pu être testé avec satisfaction vers la fin de la période de test. Les données que nous avons utilisées

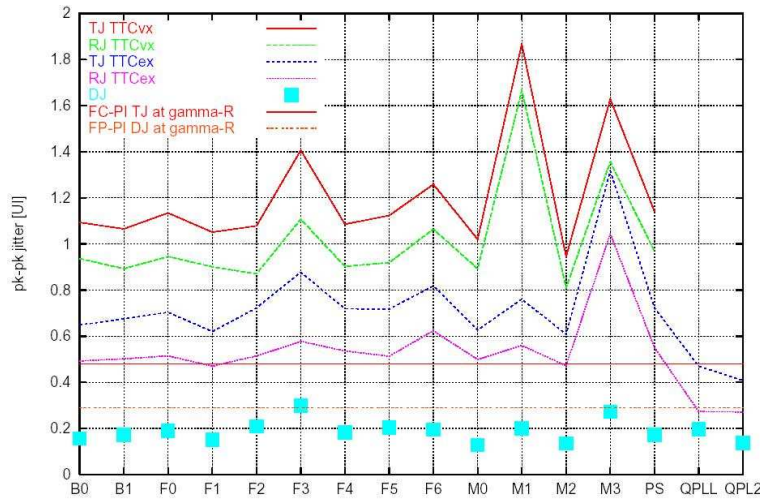


FIG. 3.44 – Valeur du jitter total [33], aléatoire et dépendant des données pour la distribution de l'horloge par le TTCvx ou le TTCex pour différentes FEB dont les deux dernières sont équipées d'une QPLL.

dans les analyses suivantes proviennent essentiellement de lots acquis avec le module d'alimentation final.

### 3.7.3.2 Reconstruction du signal

Après avoir obtenu un système fonctionnel, des lots importants de données ont pu être pris soit en mode piédestaux, soit en faisant l'acquisition de signaux de calibration. Cette phase du test a nécessité un travail de débogage et de mise au point des programmes d'exploitation des données auquel j'ai été associé. La figure 3.45 montre les signaux de calibration reconstruits à partir des données sortant des cartes ROD de Nevis. Ces signaux continus sont obtenus en prenant plusieurs événements à la même valeur de DAC mais en décalant l'injection grâce à des délais, mis en place sur la carte de calibration, évoluant par pas de 0,92 ns. Les signaux reconstruits ont une forme satisfaisante et permettent ensuite d'étudier le gain de la chaîne d'électronique en fonction des valeurs de DAC. La courbe de gain obtenue, présentée sur la figure 3.46, permet ensuite de recalibrer l'ensemble des cellules entre elles en valeurs ADC.

Par ailleurs, nous avons également analysé les données de piédestaux afin d'étudier les propriétés de bruit affectant l'électronique du système. Dans un premier temps, l'estimation du piédestal et de son RMS ont permis d'étudier le fonctionnement des FEB, d'identifier les canaux dysfonctionnants ou les zones du châssis les plus bruitées.

Un des éléments importants dans la qualité de l'électronique est la valeur de son bruit cohérent qui vient affecter la reconstruction de l'énergie et du temps au pic du signal. Le bruit cohérent peut être mesuré dans le temps pour une cellule donnée ou dans une zone géographique donnée à un instant donné. La contribution la plus

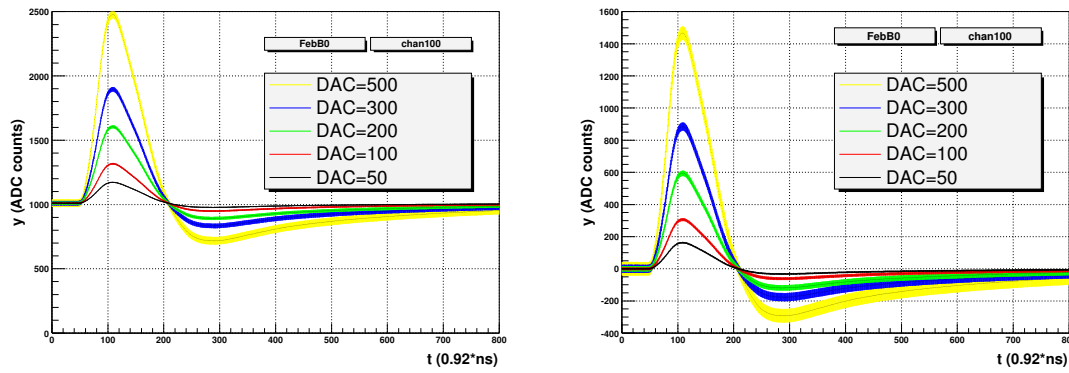


FIG. 3.45 – Signaux de calibration vus par les FEB avant (gauche) et après (droite) soustraction du piédestal. Une boucle sur les délais de la carte de calibration a été faite pour affiner la courbe.

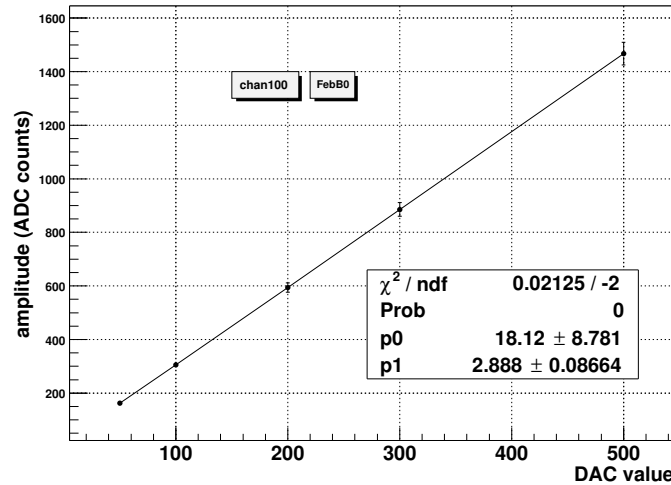


FIG. 3.46 – Courbe du gain pour une FEB donnée et un canal donné permettant la calibration de la chaîne d'électronique du canal considéré.

gênante pour les analyses provient des corrélations cohérentes des énergies cellule à cellule qui viendront se sommer dans la constitution des clusters électromagnétiques.

L'amplitude du bruit cohérent caractérisée par son RMS est mesurée sur  $n$  canaux (par exemple sur les 128 cellules d'une FEB ou sur une sous-partie) en utilisant des prises de données de piédestaux. Si le bruit est complètement non corrélé alors le RMS des échantillons calculés sur  $N$  cellules est égale à  $\sqrt{N}$  fois celui calculé sur une cellule. On obtient le bruit cohérent à partir de la différence de ces deux quantités calculées avec les données. Si on note  $C$  la valeur du bruit cohérent contaminant l'échantillon  $s_i$  et si on note  $s_i = C + x_i$  alors on peut écrire le signal sommé sur  $N$

cellules :

$$\sum_i s_i = \sum_i x_i + NC$$

La variance de ces deux quantités s'écrit :

$$\sigma_{s_i}^2 = \sigma_{x_i}^2 + \sigma_C^2$$

et

$$\sigma_{\sum_i s_i}^2 = \sum_i \sigma_{x_i}^2 + N^2 \sigma_C^2$$

Par ailleurs, on a :

$$\sum_i \sigma_{s_i}^2 = \sum_i \sigma_{x_i}^2 + N \sigma_C^2$$

En combinant les deux dernières équations, on peut extraire  $\sigma_C$  qui s'écrit :

$$\sigma_C^2 = \frac{\sigma_{\sum_i s_i}^2 - \sum_i \sigma_{s_i}^2}{N(N-1)}$$

On en déduit le bruit cohérent (relatif) [34] :

$$\frac{\sigma_C}{\sigma_{s_i}} = \sqrt{\frac{\sigma_{\sum_i s_i}^2 - \sum_i \sigma_{s_i}^2}{N(N-1)\sigma_{s_i}^2}} \quad (3.15)$$

Les quantités  $\sigma_{\sum s_i}$  et  $\sigma_{s_i}$  se calculent à partir des échantillons des données par la relation classique ( $y_n = s_i$  ou  $\sum s_i$ ) :

$$\sigma_{y_n} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_n \left( y_n - \frac{\sum_n y_n}{N} \right)^2}$$

Les résultats obtenus montrent que le bruit cohérent calculé sur 128 cellules vaut environ 2,5 % du bruit total en moyenne dans la partie centrale avant (strips ou front) qui est la plus bruitée et est toujours inférieur à 3,1 % du bruit total. Dans le second compartiment (milieu) qui mesure la plus grosse partie de l'énergie des gerbes électromagnétiques, le bruit cohérent est en moyenne encore plus faible de l'ordre de 1,5 % du bruit total. La valeur de bruit cohérent mesurée est bien inférieure aux 5 % requis par les analyses de physique ce qui qualifie la conception des FEB pour cet aspect.

### 3.7.3.3 Tests spécifiques de la carte contrôleur et du lien SPAC

Le LPNHE a la responsabilité du développement de la carte contrôleur, de la carte maître SPAC et de la distribution des signaux TTC. Nous avons donc étudié spécifiquement le comportement de chacun de ces composants et les performances associées lors de ce test. Les aspects les plus importants concernent la contribution des échanges SPAC au bruit cohérent venant affecter les données et les tests fonctionnels de l'ensemble des solutions de redondance mis en place dans la conception de la carte contrôleur.

### Contribution de l'activité SPAC au bruit cohérent

Si les tests précédents ont montré que le bruit cohérent des FEB était tout à fait conformes au cahier des charges requis par la physique, il est essentiel de comprendre l'impact de la mise en œuvre du système SPAC pendant la prise de données. En effet, le bon fonctionnement du lien optique permettant d'acheminer les données des FEB vers les ROD nécessite l'utilisation des puces GLink installées sur les cartes FEB dans une gamme de température de fonctionnement bien définie. En effet, le GLink est utilisé dans une gamme qui va au-delà de ses caractéristiques de fonctionnement nominales. La fréquence de fonctionnement du lien optique devant être utilisée pour expédier les  $128 \times 5$  échantillons correspondant à l'ensemble des voies de chaque FEB est en effet très supérieure (1,6 Gbits) à la fréquence maximale recommandée par le constructeur (Agilent). En conséquence, le lot de puces utilisées a fait l'objet d'un contrat spécifique entre le CERN et Agilent. Le constructeur garantit le fonctionnement du lot de puces fournies à la fréquence utile pour ATLAS dans la mesure où la température du boîtier de ces puces est inférieure à 35 degrés Celsius. Cette température dépend évidemment de la quantité de données transitant et est garanti par la présence de plaques de refroidissement en contact thermique avec les composants des cartes.

Dans la conception choisie pour les cartes FEB, la mesure de température des GLink se fait par une commande SPAC. Au LHC, comme les prises de données de physique dureront plusieurs heures, il est important de pouvoir mesurer ces températures au cours de la prise de données. Ceci nécessite donc de faire des transactions SPAC pendant la prise de données. Il faut donc quantifier la contribution au bruit cohérent apportée par le système SPAC, venant affecter la reconstruction des énergies dans le calorimètre.

Dans ce but, nous avons effectué la prise de lots de données spécifiques correspondant à 3 configurations pertinentes. Dans le premier cas, les données étaient prises sans activité SPAC et avec le bus SPAC mis à haute impédance par une configuration des esclaves SPAC de la carte contrôleur. Dans le second cas, le bus SPAC était connecté pendant qu'une porteuse était échangée entre le contrôleur et le maître SPAC. Dans la dernière configuration, le bus SPAC était connecté et des données SPAC transitaient sur le bus tandis que dans les périodes creuses, la porteuse était toujours émise. A chaque fois, les données proviennent de runs de piédestaux dont l'acquisition est faite avec 5 échantillons par signal, pris en haut gain. Chaque lot contient 100000 événements.

Le tableau 3.5 et les figures 3.47, 3.48 récapitulent les résultats de bruit cohérent relatif (en pourcentage). Les résultats montrent que le bruit cohérent en présence de transactions SPAC reste en dessous de la contrainte des 5 %. Il est donc possible de lire les données de configuration ou de les écrire pendant les runs de physique.

Par ailleurs, la logique de la conception de la FEB est telle que le bruit cohérent est plus faible dans le second compartiment longitudinal, ce qui est observé. On s'attend donc à ce que la contribution relative du SPAC au bruit cohérent y soit la plus importante. C'est ce qu'on observe sur la figure 3.48 qui présente la fraction du



bruit cohérent venant du SPAC pour différentes FEB. On voit que dans une large fraction des cas, l'influence relative de l'activité SPAC sur le bruit cohérent est très faible. Par ailleurs, il faut noter que les valeurs élevées apparaissant dans cet histogramme sont justement associées aux cartes les moins contaminées initialement et sont entachées de grandes erreurs car difficiles à mesurer du fait de la faiblesse du bruit cohérent. De plus, nous avons vérifié que le bruit cohérent était homogène sur la FEB, en considérant 4 sous-divisions des sorties analogiques de cette dernière.

	bus SPAC HZ	bus SPAC connecté, porteuse	bus SPAC connecté, activité SPAC
PS	$2,97 \pm 0,05$	$3,08 \pm 0,05$	$3,07 \pm 0,04$
F0	$2,76 \pm 0,07$	$2,76 \pm 0,05$	$2,90 \pm 0,06$
F1	$2,59 \pm 0,06$	$2,56 \pm 0,08$	$2,73 \pm 0,10$
F2	$2,64 \pm 0,08$	$2,61 \pm 0,08$	$2,78 \pm 0,06$
F3	$2,13 \pm 0,07$	$2,22 \pm 0,07$	$2,27 \pm 0,03$
F4	$2,32 \pm 0,10$	$2,38 \pm 0,09$	$2,45 \pm 0,11$
F5	$2,59 \pm 0,06$	$2,52 \pm 0,07$	$2,65 \pm 0,04$
F6	$2,64 \pm 0,08$	$2,63 \pm 0,09$	$2,68 \pm 0,06$
B0	$0,41 \pm 0,07$	$0,9 \pm 0,11$	$0,7 \pm 0,13$
B1	$0,94 \pm 0,17$	$0,82 \pm 0,17$	$1,02 \pm 0,13$
M0	$0,76 \pm 0,18$	$0,86 \pm 0,15$	$0,96 \pm 0,28$
M1	$1,33 \pm 0,19$	$1,38 \pm 0,18$	$1,63 \pm 0,19$
M2	$0,63 \pm 0,24$	$0,72 \pm 0,13$	$0,9 \pm 0,1$
M3	$2,33 \pm 0,07$	$2,35 \pm 0,04$	$2,37 \pm 0,11$

TAB. 3.5 – *Bruit cohérent relatif (en pourcentage par rapport au signal) dans les FEB, pour différentes configurations : pas d'activité SPAC et bus SPAC à haute impédance (HZ), bus SPAC connecté et échange d'une porteuse, bus SPAC connecté et échange de données.*

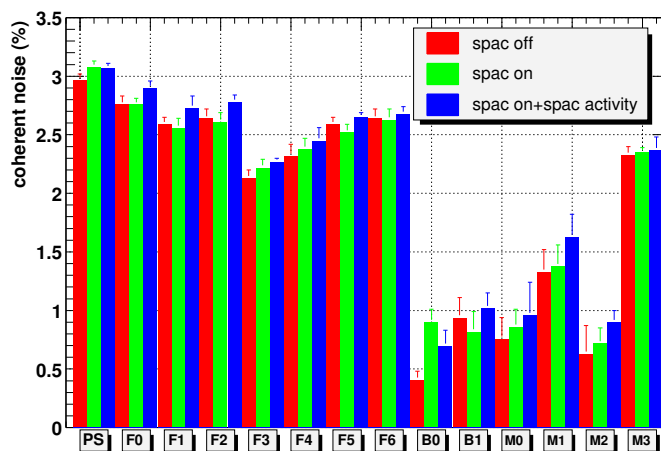


FIG. 3.47 – *Bruit cohérent en fonction du numéro de FEB.*

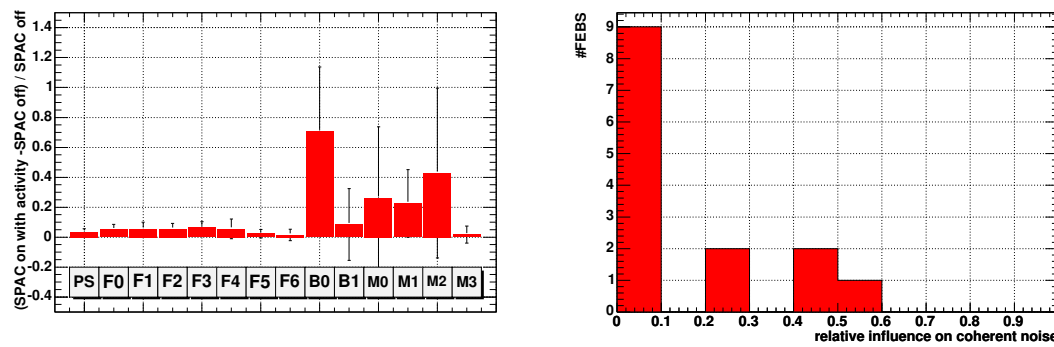


FIG. 3.48 – Influence relative de l'activité SPAC sur le bruit cohérent pour les différentes FEB (gauche) et histogramme associé (droite). La valeur moyenne de cet histogramme est 0,16 et son écart-type est 0,18.

### Tests des fonctionnalités et des performances de la carte contrôleur

Afin de renforcer la robustesse du système dont le fonctionnement est conditionné à celui de la carte contrôleur, une solution proposée a été de mettre en œuvre une redondance des voies d'acheminement des signaux SPAC et TTC. En particulier, les esclaves SPAC installés sur la carte contrôleur sont interconnectés de manière à ce que l'on puisse choisir de faire transiter les signaux entre les cartes FEB et le contrôleur, puis entre le contrôleur et le maître SPAC par les fibres choisies par l'utilisateur (4 chemins possibles). Par ailleurs, la carte contrôleur reçoit les signaux de TTC par 2 fibres optiques indépendantes, dont une seule est connectée en amont au TTCex (ou au TTCvx). En cas de problème sur la fibre utilisée, ou sur son récepteur optique, l'opérateur peut choisir de brancher l'autre fibre à la même sortie du TTCex qui se trouvera dans ATLAS dans une zone non soumise aux radiations, donc accessible.

L'ensemble des configurations possibles ont été testées et validées sans que nous rencontrions de problèmes structurels. En revanche, ces tests nous ont permis de mettre en évidence une hétérogénéité gênante des émetteurs optiques équipant notre carte ainsi que les FEB. La figure 3.49 montre les signaux véhiculant sur la fibre optique revenant vers le maître SPAC, fourni par les deux composants différents équipant la carte testée. A la suite de ces mesures et d'un certain nombre de mesures complémentaires effectuées sur les FEB, un cahier des charges strict a été mis en place pour renforcer la qualité des composants lors de leur production par nos collaborateurs de l'université de Taïwan en charge de la production de ces composants. On remarque que le signal de gauche présenté sur la figure 3.49 est sensiblement différent de son voisin de droite par deux caractéristiques : son niveau de bruit sur les signaux bas et son amplitude environ deux fois plus importante. La transmission utilisant le signal de droite ne marchait pas contrairement à son voisin qui marchait parfaitement. De manière à accroître la robustesse de ces liens optiques, nous avons changé le récepteur optique recevant ces signaux situés sur le maître SPAC qui est beaucoup plus tolérant aux caractéristiques de l'émetteur. Un test ultérieur d'un

second prototype a montré un fonctionnement satisfaisant.

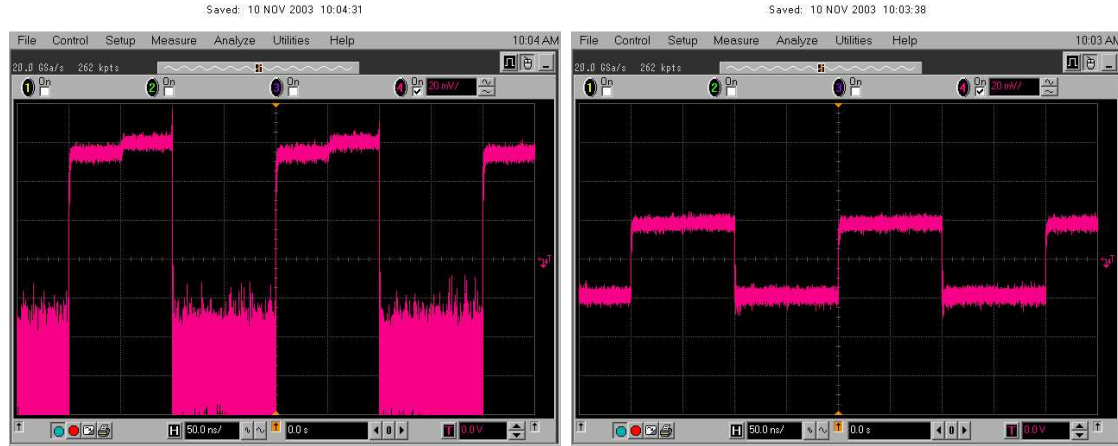


FIG. 3.49 – *Signaux optiques circulant en sortie de l'OTx (vers la carte maître SPAC) du contrôleur du premier lien (gauche) et du deuxième (droite). L'émetteur OTx de droite était défectueux, puisque la différence entre les niveaux n'est pas suffisante pour permettre à l'électronique de distinguer les seuils.*

### 3.7.4 Perspectives

Les résultats lors de ce test ont démontré la fonctionnalité du système et ont permis d'organiser la revue de chaque carte (PRR pour Production Readiness Review) autorisant la production en série des différentes cartes pour ATLAS. L'ensemble des cartes ont reçu le feu vert pour leur production qui est en cours actuellement.

Par ailleurs, le système installé dans le châssis ROC a également subi un test d'intégration, organisé à l'EMF (Electronics Maintenance Facility situé au CERN), auquel nous avons participé. L'ensemble des tests du CERN et de Brookhaven ont conduit à l'utilisation au printemps 2004 de l'ensemble de l'électronique prévu pour ATLAS dans le cadre d'un test en faisceaux combiné qui a largement profité du travail accompli à Brookhaven. J'ai participé à la mise en place et à la prise de données lors de ces tests au CERN dont les données sont actuellement en cours d'analyse.

L'installation de l'électronique finale d'ATLAS aura lieu dans le puits à partir de mai 2005. La phase de commissioning puis d'exploitation ultérieure de cette électronique utilisera la librairie online développée initialement pour les tests de Brookhaven.

# Bibliographie

- [1] K. Hagiwara et al, Phys. Rev., D66:010001, 2002.
- [2] A. Camard, Caractérisation et exploitation des performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS : étude des muons et mise à profit de la résolution en temps, thèse de doctorat, soutenue le 25 octobre 2004.
- [3] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice-Hall, New-York 1952.
- [4] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41, 15 décembre 1996.  
ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, 15 décembre 1996.
- [5] G. Graziani, Linearity of the response to test beam electrons for EM Barrel module P13, ATL-LARG-2004-001.
- [6] D. Fournier, LHC Workshop Aachen, october 1990, report CERN 90-10 ECFA 90-133 (1990, eds by G. Jarlskog and D. Rein), vol. 3 p356.
- [7] Collaboration RD12 : [http : //ttc.web.cern.ch/](http://ttc.web.cern.ch/)  
B. G. Taylor, Timing distribution at the LHC, Prepared for 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, 9-13 septembre 2002.  
B. G. Taylor [RD12 Collaboration], LHC machine timing distribution for the experiments, Prepared for 6th Workshop on Electronic for LHC Experiments, Cracow, Poland, 11-15 septembre 2000.
- [8] B. G. Taylor, TTC machine interface (TTCmi), User Manual Rev 1.3, TTC Collaboration (RD12).
- [9] A. Camard, B. Laforge et P. Schwemling, Study of DMILL TTCrx ASIC properties, ATL-LARG-2003-001, 12 décembre 2002.
- [10] Philippe Farthouat, Per Gallno, Georges Schuler, Ralf Spiwoks, Local Trigger Processor, revision 6, EDMS Reference : ATL-DA-ES-0033.

- [11] Ph. Farthouat, P. Gällnö CERN EP - ATE, TTC-VMEbus INTERFACE TTCvi - MkII Module User Manual Rev 1.6, TTC Collaboration (RD12).
- [12] B. G. Taylor, TTC laser transmitter (TTCex, TTCtx, TTCmx), User Manual Rev 2.0, TTC Collaboration (RD12).
- [13] Page internet RD12 : <http://ttc.web.cern.ch/ttc/TTCmain.html#TTCoc>.
- [14] Per Gallno, The ATLAS ROD Busy Module, nov. 1998, <http://mclaren.home.cern.ch/mclaren/atlas/conferences/ROD/per.pdf>
- [15] The Level 1 Trigger and the Tower Builder Board : ATL-AL-EN-0007.  
ATLAS Receiver/Monitor System Design Review : ATL-AL-EN-0047.
- [16] site internet du groupe électronique :  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/FRONTEND/index.html>
- [17] M. Dhellot, M. Escalier, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, J.M. Parraud, The Controller Board and SPAC Buses of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Front End Crates.  
<http://lpnhe-atlas.in2p3.fr/Activites/Electronique/documentation/cont/>
- [18] M. Dhellot, M. Escalier, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, J. M. Parraud, Spac Master VME64 boards User Guide, ATL-ELEC-2004-004
- [19] J. Colas et al., The LARG Calorimeter calibration board ATL-LARG-2000-006.
- [20] P. Puzo, Liquid Argon Calorimeters Temperature Monitoring System, note ATLAS en preparation.
- [21] R. Bernier, D. Breton, P. Cros, A. Gara, SPAC : Serial Protocol for the Atlas Calorimeter, note ATLAS ATL-LARG-98-093 ; ATL-A-PN-93, 24 mars 1998.
- [22] F. Hubaut, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, Specifications of the Serial Protocol for the ATLAS Liquid Argon Calorimeters : the SPAC3 Protocol Protocol and Slave ASIC, ATLAS note ATL-AL-ES-0005, novembre 2001.  
<http://lpnhe-atlas.in2p3.fr/Activites/Electronique/documentation/serial/slave/>  
F. Hubaut, B. Laforge, O. Le Dortz, D. Martin, P. Schwemling, Implementation of a serial protocol for the liquid argon calorimeters of ATLAS, IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (2001) 1254.
- [23] G. Ionescu, R. Lafaye, L. Poggioli, I. Wingerter-Seez, ATLAS LARG Online Data Acquisition System Read out driver level, LAPP-EXP-2003-13

- [24] Collaboration [http : //www.lapp.in2p3.fr/Electronique/Experiences/ATLAS-ELEC/Rod/index.html](http://www.lapp.in2p3.fr/Electronique/Experiences/ATLAS-ELEC/Rod/index.html)
- [25] W.E. Cleland, E.G. Stern, Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A338 (1994),467-497.  
M. Delmastro, "Energy reconstruction and calibration algorithms for the ATLAS electromagnetic calorimeter", thèse de doctorat, Università degli Studi di Milano, 2002, [http : //www.mi.infn.it/ mdelma/physics/phdthesis/](http://www.mi.infn.it/mdelma/physics/phdthesis/)
- [26] P. Matricon, The Trigger and Busy Module for the LAr ROD system, ROD Technical, septembre 2002.
- [27] B. Laforge, Le calorimètre électromagnétique et son électronique, préparation des analyses de physique, thèse d'habilitation à diriger des recherches, soutenue le 14 septembre 2004.
- [28] J. Parsons, priv. comm.
- [29] B. Chase, M. Citterio, F. Lanni, D. Makowiecki, V. Radeka, S. Rescia, H. Takai, BNL group, J. Ban, J. Parsons, W. Sippach, Nevis Laboratory, Characterization of the Coherent Noise, Electromagnetic Compatibility and Electromagnetic Interference of the ATLAS EM Calorimeter Front End Board
- [30] F. Lanni, Summary of the FEC tests activities in BNL, Larg Week, avril 2003.
- [31] I. Katsanos, LAr Electronics meeting, 24 mars 2004
- [32] F. Lanni, Status of FEC test setup, Electronics General, septembre 2002.
- [33] S. Simion, FEB Optical link jitter, Larg Electronics Meeting, CERN, 24 mars 2004
- [34] Preliminary noise results, EM General Meeting, 7 septembre 2004, H. Wilkens.



# Chapitre 4

## Reconstruction des photons dans ATLAS

L'identification des photons avec une énergie transverse  $E_T \geq 25$  GeV, à basse et haute luminosité, est d'une importance cruciale pour la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . En effet, ce signal serait observé au-dessus d'un bruit de fond 20 millions de fois supérieur, provenant principalement d'événements de type  $\gamma$ -jet et jet-jet, qui ressemblent aux gerbes électromagnétiques des vrais événements diphotons dans le calorimètre électromagnétique. Pour réduire à un seuil acceptable ces bruits de fond tout en conservant suffisamment les événements de type signal, un facteur de réjection de jets de l'ordre de 5000 pour une efficacité d'identification des photons de 80 % est nécessaire dans la gamme d'énergie transverse  $25 \text{ GeV} < E_T < 100 \text{ GeV}$  [1]. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, les événements de type  $\gamma$ -jet et jet-jet sont respectivement dominés par des jets de quarks et de gluons. Ainsi, il sera utile d'étudier la réjection en fonction de la nature des jets. L'identification utilisera la segmentation latérale et longitudinale du calorimètre électromagnétique.

Ce chapitre décrit les étapes de la reconstruction des amas électromagnétiques menant à l'identification des photons. Dans une première partie, nous décrirons la chaîne de simulation utilisée. Puis, nous décrirons plus en détail les différentes étapes de reconstruction des particules. Finalement, nous présenterons l'algorithme d'identification des photons dont nous quantifierons les performances en terme d'efficacité d'identification des photons et de réjection des jets.

### 4.1 La chaîne de simulation

#### 4.1.1 Géométrie du détecteur

Par rapport aux études sur le Higgs présentées dans le TDR [2], [3], une version plus récente de la géométrie du détecteur est utilisée. Celle-ci, baptisée DC1, est supposée correspondre à une description réaliste du détecteur final<sup>1</sup>. Les détails des

---

<sup>1</sup>L'agencement DC1 initial, correspondant à la géométrie du détecteur mis en faisceau en 2007, ne sera essentiellement différent que par certains éléments du détecteur interne. Le calorimètre



changements sont résumés dans les références [4] et [5] : les bouchons du calorimètre électromagnétique ont été déplacés de 4 cm pour laisser de la place à la sortie des cables dans la région de transition, entre le cryostat tonneau et le bouchon. Ainsi, cette région où la séparation  $\gamma$ /jet est moins bien maîtrisée, est agrandie. De plus, les cellules des bouchons ne pointent alors plus exactement vers le vertex. En outre, la quantité de matière dans le détecteur interne, avec la prise en compte plus réaliste des matériaux morts (zones de services), est plus grande qu'au moment de la rédaction du TDR (Fig. 4.1).

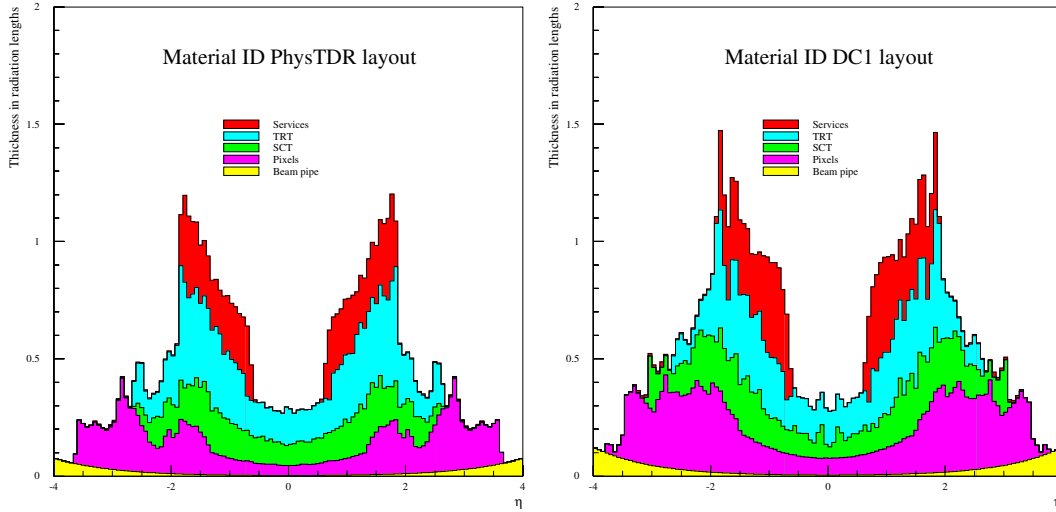


FIG. 4.1 – *Distribution [5] de la quantité de matériau, en unités de longueur de radiation, que traversent les particules en fonction de la pseudorapidité pour la simulation TDR (gauche) et DC1 (droite).*

Pour la simulation utilisée dans le TDR, le champ magnétique dans la région du détecteur interne avait une valeur constante de 2 T. Dans la simulation utilisée dans cette thèse, une carte du champ réaliste a été utilisée : le champ magnétique, de 2 T à  $\eta = 0$  décroît pour atteindre 1 T à la fin du solénoïde et 0,4 T à  $\eta = 2,5$ . Ce critère seul, en raison du champ magnétique moindre que dans le TDR, contribue à une courbure plus faible des traces des électrons de conversion.

#### 4.1.2 Outils de simulation

Pour valider le modèle de calcul et confirmer la pertinence des choix technologiques dans l'environnement de calcul hors ligne final, une série de productions de données baptisées Data Challenges a été planifiée. La phase de Data Challenge 0 a eu lieu de novembre à décembre 2001. Elle a permis de tester de façon générale le code d'ATLAS. La phase Data Challenge 1 (DC1) [6] s'est étendue de la mi-2002 à mars 2003. Elle a eu pour but la finalisation de l'optimisation du détecteur, avec une simulation complète, ainsi que l'obtention de lots de données importants (de l'ordre de 10 millions d'événements) pour la préparation des analyses de physique

---

électromagnétique, en particulier, sera le même dans les deux agencements.

et les études de déclenchement.

Les événements Monte-Carlo ont été générés avec Pythia 6.203 [7] interfacé avec le programme de reconstruction d'ATLAS Athena. Ces événements ont été simulés<sup>2</sup> dans le détecteur ATLAS avec le programme ATLSIM/DICE version 3.2.1 [9] basé sur Géant 3 [10]. Ces données DC1 ont été reconstruites avec la version de Athena 6.0.4 [11]. Le bruit électronique et les événements d'empilement<sup>3</sup> sont ajoutés, en tenant compte des phases à basse ( $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) et haute luminosité ( $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Ces phases correspondent respectivement à 4,6 et 23 événements de biais minimum par croisement de faisceaux. Après cette étape des fichiers sont produits au format Hbook [12]. Le ntuple combiné [13] ainsi produit permet de conserver pour chaque événement les résultats de plusieurs algorithmes de reconstruction. C'est à partir de ce ntuple que les performances de l'algorithme d'identification des photons sont étudiées.

### 4.1.3 Lots de données utilisés

Pour évaluer les performances de l'algorithme d'identification des photons, et préparer l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$  présentée dans le chapitre suivant, des données issues de la simulation complète DC1 ont été utilisées. Le tableau 4.1 présente les lots de données utilisés.

Données	luminosité	$P_T$ [GeV/c]	réf. (AMI)	nombre d'événements
photons $M_H = 120$	basse	-	002329	10000
photons $M_H = 120$	haute	-	002329	10000
photons $M_H = 130$	basse	-	002514	20000
photons $M_H = 130$	haute	-	002514	20000
photons $M_H = 140$	basse	-	002515	20000
photons $M_H = 140$	haute	-	002515	20000
di-jets	basse	$\geq 17$	002000	13750000
di-jets	basse	$\geq 25$	002001	4416150
di-jets	haute	$\geq 25$	002001	4416150

TAB. 4.1 – *Echantillons de données utilisés (générés par Pythia dans la phase DC1 de simulation complète). Pour chaque échantillon, on donne la luminosité à laquelle il a été simulé, l'énergie (pour les photons) ou l'impulsion (pour les jets) transverse, le numéro de référence dans le catalogue AMI [14] et le nombre d'événements disponibles.*

Concernant les photons, nous avons utilisé des lots de l'ordre de  $10^4$  événements, à basse et haute luminosité, issus de la désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$  avec les masses  $m_H = 120, 130, 140 \text{ GeV}/c^2$ . Les processus dominants inclus sont :  $gg \rightarrow H^0$  et  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j H^0$  par fusion de Z. Lors de la génération, le processus de fusion VBF de WW n'a pas été inclus dans DC1, ce qui réduit de 10 % [15] la section efficace par

<sup>2</sup>Les entrées sont la cinématique des événements à partir de fichiers de type Root [8]. Les sorties sont les dépôts d'énergie (hits) dans le détecteur et leur numérisation (digits) en format ZEBRA.

<sup>3</sup>On remarque que dans les analyses décrites dans le TDR, pour lequel la luminosité était définie comme  $10^{33} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  l'empilement n'était pas pris en compte à basse luminosité.

rapport à celle qu'elle devrait être. Outre qu'il n'est pas aisé de les régénérer, ces fichiers constituent la référence pour les groupes de travail. L'erreur n'engendre pas de problème pour l'étude de la séparation  $\gamma$ /jet car nous ne quantifions pas dans cette approche le nombre d'événements dans la fenêtre de masse du Higgs.

Pour évaluer le pouvoir de réjection sur les jets QCD, nous avons utilisé des lots de l'ordre de  $1, 3.10^7$  et  $4, 4.10^6$  événements de dijets, à basse et haute luminosité, générés par Pythia. Les processus inclus sont présentés dans le tableau 4.2 :

processus	ISUB (Pythia)
$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$	11
$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$	12
$q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$	13
$q_i g \rightarrow q_i g$	28
$gg \rightarrow q_k \bar{q}_k$	53
$gg \rightarrow gg$	68
$q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	81
$gg \rightarrow Q_k \bar{Q}_k$	82
$q_i \bar{q}_i \rightarrow g\gamma$	14
$q_i g \rightarrow q_i \gamma$	29
$q_i \bar{q}_i \rightarrow \gamma^*/Z^0$	1
$q_i \bar{q}_j \rightarrow W^+$	2

TAB. 4.2 – *Processus et codes (ISUB) de Pythia utilisés pour générer les lots de données de dijets utilisés.*

Outre les événements purement dijets, d'autres processus ont été ajoutés pour des tests<sup>4</sup> dans ces données, tels que les événements de photons directs  $q\gamma$ ,  $g\gamma$ ,  $\gamma\gamma$ , la production de bosons intermédiaires W et Z, la production de paires de top  $t\bar{t}$  et le rayonnement de freinage de photons issus de quarks (quark bremsstrahlung). Le tableau 4.3 présente leur section efficace.

processus	$\sigma$ (mb)
qq,qg,gg	1,5
$q\gamma, g\gamma$	$3, 0.10^{-4}$
$\gamma\gamma$	$2, 7.10^{-7}$
$Z/\gamma$	$4, 0.10^{-5}$
$W$	$1, 4.10^{-4}$
$t\bar{t}$	$4, 0.10^{-7}$

TAB. 4.3 – *Section efficaces des événements présents dans le lot de dijets.*

Les événements dijets sont des événements de type qq, qg, gg. Comme les événements ajoutés ne contribuent pas au calcul du pouvoir de réjection des jets, il

---

<sup>4</sup>Cela permet de vérifier notamment que l'identification des photons se fait bien avec des événements complets et non pas avec des lots de photons isolés. Ils servent également pour les estimations de déclenchement (trigger).

faut les exclure dans l'étude. Pour cela, on peut se servir du bloc de vérité Monte-Carlo contenu dans le ntuple et rechercher leurs caractéristiques, comme le présente le tableau 4.4. Il convient aussi d'identifier les événements de bremsstrahlung issus de quarks, caractérisés par une particule de type photon ( $type(i) = 22$ ), provenant d'un quark ( $|type(kmothnt(i))| \leq 6$ ). En effet, ceux-ci interviennent à l'ordre supérieur du développement perturbatif du bruit irréductible. Ainsi, les inclure dans l'étude du bruit réductible constitué de jets conduirait à un double comptage dans l'analyse finale.

processus	caracteristique de la particule i
$q\gamma, g\gamma, \gamma\gamma$	$type(i)=22 \ \& \ type(kmothnt(i))=22$
$Z/\gamma$	$type(i)=23$
$W$	$ type(i)  = 24$
$t\bar{t}$	$ type(i)  = 6$

TAB. 4.4 – Critères pour identifier les processus ajoutés dans le fichier de dijets.

## 4.2 Acquisition et reconstruction des photons

Dans ces paragraphes, nous allons décrire les différentes étapes et algorithmes utilisés pour sélectionner et reconstruire les photons.

### 4.2.1 Le déclenchement

Comme il a été vu au chapitre 2, le système de déclenchement contient trois niveaux : le niveau 1 (LVL1), le niveau 2 (LVL2) et le filtre d'événements (EF). La sélection des événements photons est basée sur les informations provenant soit des calorimètres, soit du détecteur interne, soit des deux.

Pour la sélection des événements de type électron ou photon, les algorithmes LVL1 utilisent les informations provenant d'environ 3200 tours de déclenchement de granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ . Celles-ci sont issues de sommes analogiques sur les cellules des calorimètres électromagnétiques et hadroniques [16]. Elles couvrent la région  $|\eta| < 2,5$  correspondant à la limite de couverture du détecteur interne et de la région de haute granularité du calorimètre électromagnétique. Une description de l'algorithme de sélection LVL1 des objets électromagnétiques peut être trouvée dans [17]. L'algorithme pour les électrons et photons repose sur le déplacement d'une fenêtre glissante de  $4 \times 4$  tours de déclenchement dans le calorimètre électromagnétique et hadronique (Fig. 4.2) dans laquelle on utilise les informations calorimétriques pour décider de l'existence ou non d'un candidat cluster dans cette région du détecteur. Si un candidat est trouvé, cette région devient une région d'intérêt qui sera communiquée aux algorithmes de niveau 2. Les informations utilisées pour décider d'un candidat cluster sont :

- l'énergie transverse déposée dans quatre clusters électromagnétiques, sommant chacun deux tours de déclenchement électromagnétiques, comme identifié au

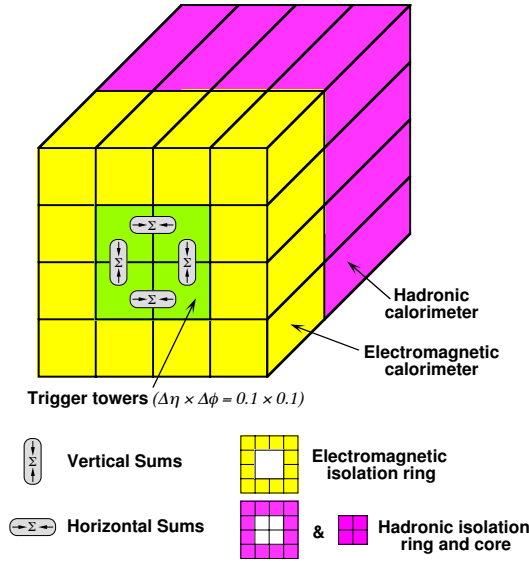


FIG. 4.2 – Structure de la fenêtre de recherche glissante utilisée pour rechercher les candidats clusters électromagnétiques et hadroniques au premier niveau de déclenchement [17].

centre de la figure 4.2 ;

- l'énergie du cœur hadronique utilisant les quatre tours hadroniques situées au centre de la fenêtre de recherche, derrière les clusters électromagnétiques ;
- l'énergie de quatre clusters sommés sur la profondeur des calorimètres électromagnétique et hadronique, pour mesurer l'énergie transverse  $E_T$  des gerbes hadroniques ;
- l'énergie contenue dans un anneau d'isolation électromagnétique, constitué de 12 tours électromagnétiques, autour du cœur central de 4 tours de déclenchement ;
- l'énergie contenue dans un anneau d'isolation hadronique, constitué de 12 tours hadronique, autour du cœur central de 4 tours de déclenchement ;
- l'énergie totale du cœur central  $2 \times 2$ , sommé en profondeur sur les parties électromagnétiques et hadroniques, centrées sur la fenêtre de recherche. La position de cœur central définit le centre de la région d'intérêt (RoI pour Region of Interest) qui sera transmis aux algorithmes de niveau 2.

La fenêtre de recherche se déplace dans l'ensemble de l'espace  $\eta$ - $\phi$  du détecteur afin d'identifier tous les candidats clusters de l'événement. Différents critères sont appliqués pour un objet de type électron ou photon, dont nous présenterons un exemple dans la suite. Si toutes les conditions sont rencontrées pour un objet de type électron/photon ou tau/hadron, alors la fenêtre est considérée contenir un candidat de type cluster électromagnétique ou de type hadronique, respectivement. Si les événements sont acceptés, les algorithmes de déclenchement de niveau 2 sont appliqués en utilisant exclusivement l'information provenant des cellules contenues dans la région d'intérêt. Des photons isolés sont sélectionnés en utilisant l'énergie transverse de l'amas  $E_T$  et la forme de la gerbe électromagnétique. En plus de l'information des calorimètres, le LVL2 utilise les informations du détecteur interne pour donner sa décision. La dernière phase de déclenchement est le filtre d'événements

qui dispose d'un temps de décision plus long que le second niveau et qui accède à la totalité de l'événement. Ces deux derniers niveaux n'étant pas utilisés dans l'analyse, nous ne les décrivons pas. Plus de détails sur le déclenchement de haut niveau et ses performances sont présentées dans les références [18] et [16].

### 4.2.2 Reconstruction des objets électromagnétiques

LArClusterRec [19] est le paquetage d'ATHENA qui assure la reconstruction des clusters électromagnétiques dans le calorimètre. Dans une première étape, des tours sont créées en sommant suivant la profondeur de la gerbe les cellules du calorimètre électromagnétique et du prééchantillonneur, en utilisant la granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$  du second compartiment. La construction des tours se fait à partir des cellules calibrées du calorimètre, produites par l'outil LarCellRec. Dans une seconde étape, un algorithme avec une fenêtre glissante est utilisée. Si un maximum local est trouvé avec une énergie transverse totale  $E_T$  dans la fenêtre au-dessus d'un certain seuil, un cluster est créé et stocké dans la liste des clusters.

La mesure de l'énergie est détériorée par de nombreux effets (pertes dues au matériau en amont, fuites latérales hors du cluster, fuites longitudinales en dehors du calorimètre électromagnétique, modulation en  $\phi$ , ...). Pour reconstruire l'énergie, on se sert des compartiments longitudinaux disponibles dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique. Lorsqu'il est disponible ( $|\eta| < 1,8$ ), le prééchantillonneur est utilisé pour corriger les pertes d'énergies dues aux matériaux morts situés en amont. L'énergie reconstruite dans le calorimètre électromagnétique s'écrit [1] :

$$E_{tot} = w_{glob} (w_{ps} E_{ps} + E_{str} + E_{mid} + E_{back}) \quad (4.1)$$

où  $w_{glob}$  est un facteur de calibration global,  $w_{ps}$  un poids du prééchantillonneur choisi pour améliorer la résolution en énergie et  $E_{ps}$ ,  $E_{str}$ ,  $E_{mid}$ ,  $E_{back}$  sont les énergies mesurées dans un cluster de cellules respectivement dans le prééchantillonneur, le compartiment avant (strips), milieu, arrière. Le facteur global  $w_{global}$  est ajusté de telle façon qu'un photon ayant une énergie transverse  $E_T = 50$  GeV soit reconstruit avec cette même énergie. Ces corrections sont donc optimisées pour notre analyse puisque, comme nous le verrons dans la suite, la majorité des photons de Higgs a une énergie transverse de l'ordre de 50 GeV (Fig. 4.6). Dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, il n'y a pas de poids particulier à appliquer aux différents compartiments car la fraction d'échantillonnage et l'épaisseur de gap sont constants. En revanche, dans le calorimètre bouchon pour lequel ces mêmes variables changent en fonction de la rapidité et de la profondeur, le choix de poids différents suivant les compartiments peut à priori améliorer la résolution. Néanmoins, il a été montré que les coefficients optimum étaient proches de l'unité [1]. Ainsi, il n'y a pas utilisation de poids particulier en fonction du compartiment. Nous n'avons pas travaillé sur ces corrections d'énergie au cours de cette thèse.

La mesure de l'angle du photon selon  $\eta$  utilise la fine granularité latérale du calorimètre électromagnétique ainsi que sa segmentation longitudinale. A partir des différents dépôts d'énergie dans les cellules, la position du centroïde est obtenue en pondérant en énergie chaque cellule, suivant les formules suivantes, où  $n$  et  $m$

sont respectivement le nombre de cellules en  $\eta$  et en  $\phi$  considérées pour faire la sommation :

$$\langle \eta \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \eta_i \left( \sum_{j=1}^m E_{i,j} \right)}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m E_{i,j}} \quad \langle \phi \rangle = \frac{\sum_{j=1}^m \phi_j \left( \sum_{i=1}^n E_{i,j} \right)}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m E_{i,j}} \quad (4.2)$$

Dans le premier compartiment, la position en  $\eta$  est reconstruite en utilisant [1] trois cellules adjacentes, dans le second compartiment en utilisant un cluster de cellules  $3 \times 3$ . En raison de la granularité du calorimètre, ce barycentre ne dépend pas linéairement de la position de la gerbe dans la cellule, donnant une forme en S. En effet, c'est le centre des cellules qui est considéré pour le calcul du barycentre du cluster. L'énergie mesurée dans une cellule est prise par rapport au centre de celle-ci. En conséquence, le barycentre du cluster est déplacé vers la milieu de la cellule, de sorte que la position du cluster diffère légèrement de la position réelle de l'impact de la particule. Lorsqu'on représente la différence entre la position mesurée et la position réelle par rapport à la position mesurée du cluster replié sur une cellule, on obtient une forme en S. Cette forme est corrigée et optimisée dans Athena pour des photons ayant  $E_T = 50$  GeV. Ces corrections sont donc là aussi optimisées pour la recherche du Higgs en paires de photons.

La position en  $\phi$  est mesurée dans le second compartiment dans une fenêtre  $3 \times 7$ . La quantité de matière rencontrée par une particule incidente varie en fonction de la position en  $\phi$ . En effet, la forme en accordéon conduit à un non parfait recouvrement des absorbeurs, donnant lieu à une modulation de réponse en  $\phi$  (Fig. 4.3). Ainsi, il y a un décalage de la position angulaire mesurée qui est typiquement de l'ordre de  $1 \text{ mrad}$ , qui est pris en compte dans l'analyse.

A partir de ces mesures de  $\eta$  et  $\phi$ , on peut reconstruire le vertex de production du photon. Comme le présente la figure 4.4, le barycentre de la gerbe en  $\eta$  est mesuré à deux profondeurs différentes, dans le premier ( $\theta_1$ ) et le second compartiment ( $\theta_2$ ).

Si à basse luminosité, le détecteur interne peut retrouver la position du vertex, à haute luminosité, il n'en est pas de même à cause des problèmes d'empilement. Comme nous l'avons présenté auparavant, le paquet de protons est de forme gaussienne, avec  $\sigma_x = \sigma_y = 15 \text{ } \mu\text{m}$  et  $\sigma_z = 5,6 \text{ cm}$ . Ainsi, la difficulté de mesure du vertex réside sur sa mesure dans le plan  $(R, z)$ . L'utilisation du calorimètre électromagnétique permet de trouver la position du vertex en calculant le centroïde dans les deux premiers compartiments. En connaissant les positions  $(z_1, r_1)$  et  $(z_2, r_2)$ , on peut retrouver le  $z$  du vertex primaire ( $z_{\text{vertex}}$ ) suivant les formules :

$$\tan \theta = \frac{r_2 - r_1}{z_2 - z_1} = \frac{r_2}{z_2 - z_{\text{vertex}}} \quad (4.3)$$

d'où

$$z_{\text{vertex}} = \frac{z_1 r_2 - z_2 r_1}{r_2 - r_1} \quad (4.4)$$

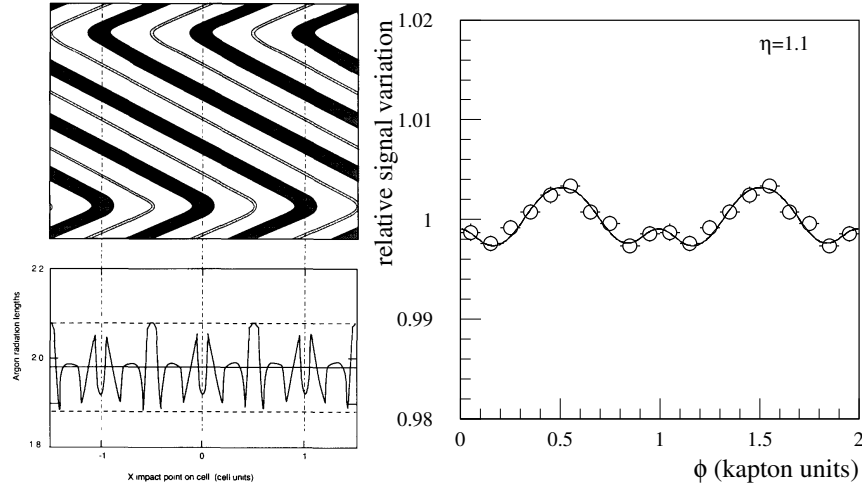


FIG. 4.3 – Non recouvrement parfait des absorbeurs (gauche) [20]. Réponse en fonction de  $\phi$  à l'intérieur d'une cellule du calorimètre électromagnétique à des photons de  $E_T = 50$  GeV, normalisée à l'énergie générée, pour  $\eta = 1,1$  [2].

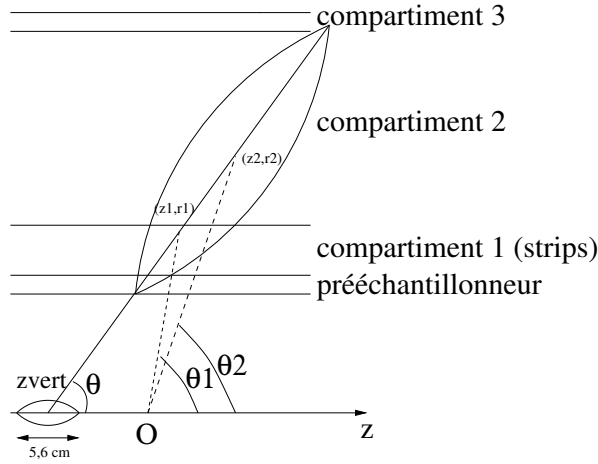


FIG. 4.4 – Technique du pointage : les photons venant du vertex primaire ( $z_{vert}$ ) sont décalés par rapport à l'origine des abscisses. Les différents angles dans les compartiments du calorimètre électromagnétique de la gerbe électromagnétique permettent de reconstruire le vertex primaire et l'angle  $\theta$  correspondant.

et on en déduit l'angle du cluster. Soit  $z_C$  et  $R$  respectivement les barycentres des coordonnées en  $z$  et  $R$  des clusters touchés. A partir de  $\tan \theta = \frac{R}{z_C - z_{vert}}$ , on trouve la pseudorapidité du photon issu du point d'interaction :

$$\eta = \operatorname{argsinh} \left( \frac{z_C - z_{vert}}{R} \right) \quad (4.5)$$

Le paquetage EgammaRec contient l'algorithme d'identification des photons et des électrons. Pour chaque cluster, les paramètres de la forme de la gerbe (développement latéral, longitudinal, énergie totale ou présence de maxima locaux) sont déterminés. Une association cluster-trace chargée est éventuellement trouvée. Les



clusters utilisés par cet algorithme ont une taille  $5 \times 5$ . Idéalement, une optimisation [1] devrait se faire avec la taille des clusters pour améliorer la résolution en énergie, provenant de deux effets. Un cluster large permet de bien contenir la gerbe électromagnétique, et donc limite l'impact des fluctuations latérales sur la résolution en énergie. En revanche, un cluster de taille faible permet de réduire les contributions d'empilement et du bruit électronique à la résolution en énergie. Le choix optimal se fait avec les tailles de clusters suivants : dans le tonneau : photons non convertis ( $3 \times 5$ ), convertis ( $3 \times 7$ ), dans le bouchon, pour tous les photons ( $5 \times 5$ ). Ce sont les données issues de cet algorithme qui sont utilisées pour optimiser la résolution en masse du Higgs.

### 4.2.3 Reconstruction des traces et des conversions

Différents algorithmes existent pour la reconstruction des traces : XKalman [21] et iPatRec [22]. Pour l'isolation et le veto de traces, décrit plus loin, nous avons utilisé XKalman. Celui-ci est un des algorithmes de reconstruction des traces chargées dans le détecteur interne. Il permet de rechercher les traces chargées avec une impulsion transverse supérieure à  $0,5 \text{ GeV}/c$ . L'algorithme commence par la recherche de segments de traces dans le TRT en utilisant une méthode d'histogrammes. Les candidats traces possibles sont alors recherchés dans la région de précision (pixel, SCT), avec les paramètres de la trajectoire hélicoïdale. Par une méthode de  $\chi^2$ , les traces acceptées sont ensuite extrapolées au TRT et vérifiées. L'avantage de commencer au niveau du TRT est d'avoir une faible densité de traces par rapport aux régions de précision, d'avoir un grand nombre de points de mesures (36 points par trace), permettant une méthode d'histogramme. En outre, un traitement spécial peut être fait pour les électrons. Par ailleurs, une meilleure efficacité d'identification des photons convertis est obtenue en commençant la recherche à grand rayon.

Suivant la pseudorapidité, environ 36 % des photons se convertissent dans le matériau du détecteur interne ( $R < 115 \text{ cm}$ ). Environ 78 % de ces conversions ont lieu dans la région  $R < 80 \text{ cm}$ ,  $|z| < 280 \text{ cm}$ , dans laquelle elles peuvent être efficacement détectées (Fig. 4.5). Ces valeurs obtenues sur les données simulées du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  sont un peu plus importantes que celles présentées dans le TDR en raison de l'augmentation de la quantité de matériau dans le détecteur interne, et conduiront à détériorer la résolution en masse sur le signal de Higgs.

Les conversions ayant lieu en dehors de cette région sont peu dangereuses puisque le champ magnétique ne courbe pas assez en  $\phi$  les paires électrons-positrons, et les fait donc apparaître comme des photons non convertis dans le calorimètre électromagnétique. Le programme xConver [23] permet de trouver les traces de charge opposée. xKalman ne permet pas de reconstruire les traces pour des rayons de conversions  $R_C > 40 \text{ cm}$  à cause d'un nombre insuffisant de hits dans le détecteur interne. Par ailleurs, du fait que la méthode d'histogramme suppose un rayon de conversion nul, elle échoue [2]. Pour conserver une bonne efficacité pour les conversions tardives, le programme xHouRec [23] a été développé. Contrairement à xKalman, ce programme ne fait pas l'approximation de rayon de conversion nul dans la méthode d'histogramme.

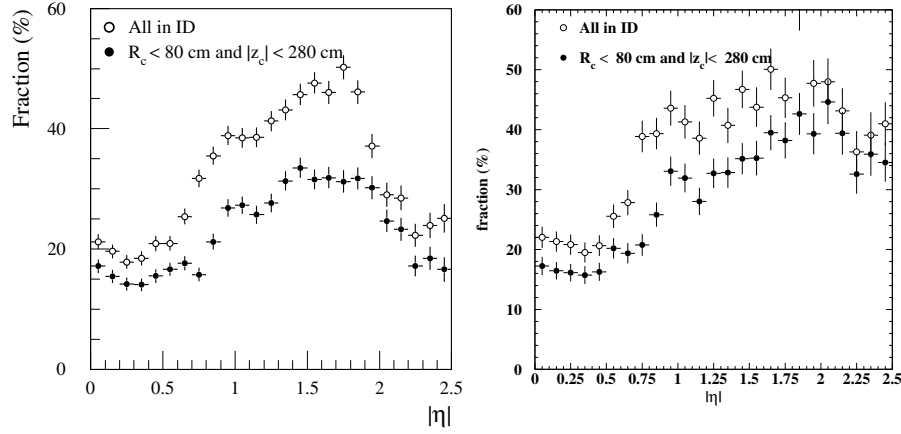


FIG. 4.5 – *Fraction des photons convertis dans le trajectographe interne (cercle vide) et dans la région où ils peuvent être identifiés efficacement (cercles noirs) en fonction de la pseudo-rapidité, pour le TDR [2] (gauche), et pour la phase DC1 (droite) obtenue avec les données  $H \rightarrow \gamma\gamma$  dans cette analyse.*

L'algorithme d'identification des conversions était en cours de développement dans Athena au moment de la phase DC1. Il n'a donc pas été inclus dans la production des ntuples. Nous utilisons donc l'information de vérité du ntuple pour reconnaître les photons convertis. Concernant l'isolation de traces, décrite plus loin dans ce chapitre, la reconstruction des photons convertis ne se fait pas par l'information de vérité Monte Carlo mais par les traces : deux traces originaires d'un même vertex et de courbure opposée sont associées à un photon converti. Pour des raisons de temps, nous n'avons pas implémenté cet algorithme de reconstruction des photons convertis pour les autres algorithmes d'identification.

### 4.3 Identification des photons et rejet des jets

Malheureusement, si les vrais photons sont susceptibles de créer des clusters électromagnétiques, en revanche, il est d'autres particules physiques qui peuvent imiter le dépôt d'énergie d'un photon dans le calorimètre électromagnétique. Au LHC, machine hadronique, un très grand nombre de faux clusters peuvent être produits par l'interaction des nombreux hadrons produits dans les réactions. Par abus de langage, on appelle communément jet une telle particule. Il ne faut évidemment pas imaginer que les jets dont nous discutons ici sont le résultat d'un algorithme de reconstruction de jets. Grâce aux objets électromagnétiques reconstruits, il est possible d'étudier les critères de sélection permettant d'identifier les photons, et de rejeter les jets. Nous discuterons de la dépendance de ces critères avec certains paramètres, comme l'énergie et la pseudo-rapidité. Nous étudierons les corrélations entre les variables discriminantes pour savoir si un jeu réduit de variables peut suffire à construire un algorithme optimal d'identification des photons.

### 4.3.1 Critères de sélection

#### 4.3.1.1 Sélection de déclenchement

Le système de déclenchement au niveau 1 utilise des menus caractérisant les objets susceptibles d'être observés dans les événements de physique intéressants. Un élément du menu s'écrit dans un format précis, comme e25i. La première lettre indique le type d'objet, dans notre cas un objet électromagnétique. Le second terme indique le seuil en  $E_T$  en GeV, et la dernière lettre indique le cas d'un objet isolé. Pour sélectionner les photons, nous utilisons plusieurs menus : à basse luminosité, les menus e25i et 2e15i, c'est-à-dire 2 objets passant chacun un déclenchement e15i, et à haute luminosité, les menus e30i et 2e20i. Les seuils des menus de déclenchement sont présentés dans la référence [24]. Par exemple, pour le menu e25i, les seuils suivants sont appliqués :

- Le dépôt d'énergie transverse dans le calorimètre électromagnétique, dans des tours de déclenchement  $1 \times 2$  (chaque tour correspond à  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ), doit être supérieur à 19 GeV ;
- L'isolation électromagnétique dans un anneau autour de tours de déclenchement  $2 \times 2$  du cœur du cluster doit être inférieure ou égale à 3 GeV ;
- La fuite dans les tours de déclenchement  $4 \times 4$  derrière les clusters électromagnétiques doit être inférieure ou égale à 2 GeV ;
- La fuite dans les tours de déclenchement  $2 \times 2$  derrière les clusters électromagnétiques doit être inférieure ou égale à 2 GeV.

A basse luminosité, une efficacité du déclenchement de niveau 1 de 98,6 % est trouvé pour les photons de Higgs à 120 GeV/ $c^2$ , comme le présente le tableau 4.7 présenté dans la suite de ce chapitre.

#### 4.3.1.2 Analyse hors ligne

Pour séparer les photons des jets, des coupures ont été développées pour maintenir une efficacité d'identification des photons élevée, même en présence d'empilement. La discrimination se base sur les informations des calorimètres et du détecteur interne. La procédure de séparation  $\gamma/jet$  est accomplie en plusieurs étapes. Tout d'abord, on s'intéresse à l'impulsion transverse des candidats photons. La figure 4.6 montre la distribution d'énergie transverse des photons issus du boson de Higgs, sur la partie gauche, ainsi que celle des clusters électromagnétiques produits dans les événements dijets, sur la partie droite. La majorité des photons sont proches de l'énergie de 50 GeV, en accord avec l'optimisation du poids global  $w_{glob}$  dans la reconstruction de l'énergie. Les dijets présentent un nombre considérable d'événements dans la région à bas  $P_T$ . Le creux dans cette distribution résulte des seuils appliqués au sein du système de déclenchement qui enrichit le spectre en clusters ayant une grande énergie transverse. Pour sélectionner les photons ayant un grand  $E_T$ , on sélectionne les clusters ayant une énergie transverse supérieure à 17 GeV. Ce seuil est adapté pour la recherche des photons de Higgs et permet aussi d'éliminer l'essentiel des clusters de dijets de basse énergie.

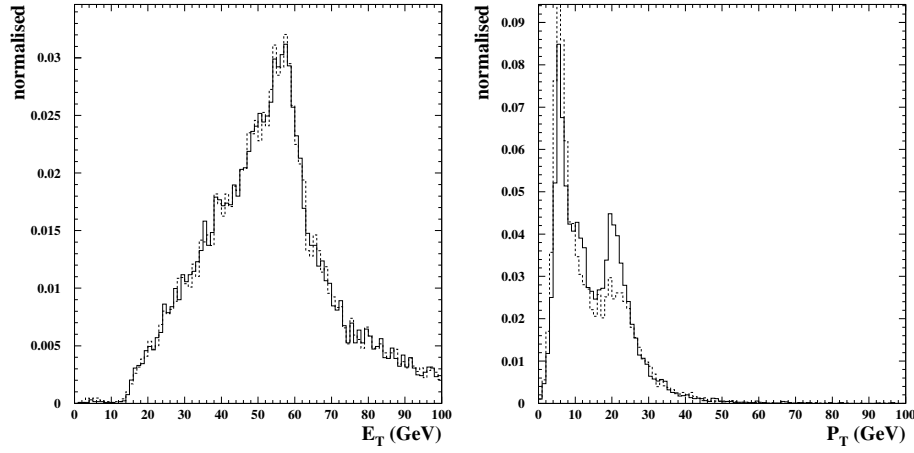


FIG. 4.6 – Distributions normalisées en énergie transverse  $E_T$  de tous les clusters après application du niveau de déclenchement de niveau 1 dans le calorimètre électromagnétique. La figure de gauche présente les événements issus de la désintégration  $H \rightarrow \gamma\gamma$  d'un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$  à basse (resp. haute) luminosité en traits pleins (resp. traits pointillés). La figure de droite est l'analogue pour des clusters produits par les hadrons d'événements dijets.

Puis on applique un ensemble de coupures sur des variables discriminantes utilisant les informations des calorimètres électromagnétique et hadronique. La figure 4.7 présente l'ensemble de ces variables discriminantes. Les distributions sont montrées pour les jets (histogrammes clairs) et les photons du boson de Higgs (histogrammes foncés) à basse luminosité. Seul le déclenchement de niveau 1 est appliqué. Enfin, à l'aide du détecteur interne, on impose que les photons soient isolés. Les différentes variables utilisées ont des origines physiques bien comprises que nous détaillons ci-dessous.

### Fuites dans le calorimètre hadronique

Au cours du développement de la gerbe, les photons déposent leur énergie principalement dans le calorimètre électromagnétique. Pourtant, une petite partie (typiquement moins de 2 %) de l'énergie des photons est déposée dans le calorimètre hadronique. Les hadrons, en revanche, commencent leur gerbe dans le calorimètre électromagnétique, mais ne seront absorbés complètement que dans le calorimètre hadronique. Ces fuites d'énergie se mesurent par le rapport  $E_T(had)/E_T$  (Fig. 4.7) de l'énergie transverse  $E_T(had)$  déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$  sur l'énergie transverse  $E_T$  déposée dans le calorimètre électromagnétique. Comme le présente la figure 4.7, pour une énergie entre 20 et 30 GeV, les fuites des photons sont plus petites que celles des jets. En fait, l'utilisation du déclenchement de niveau 1 a déjà éliminé une grande partie des jets.

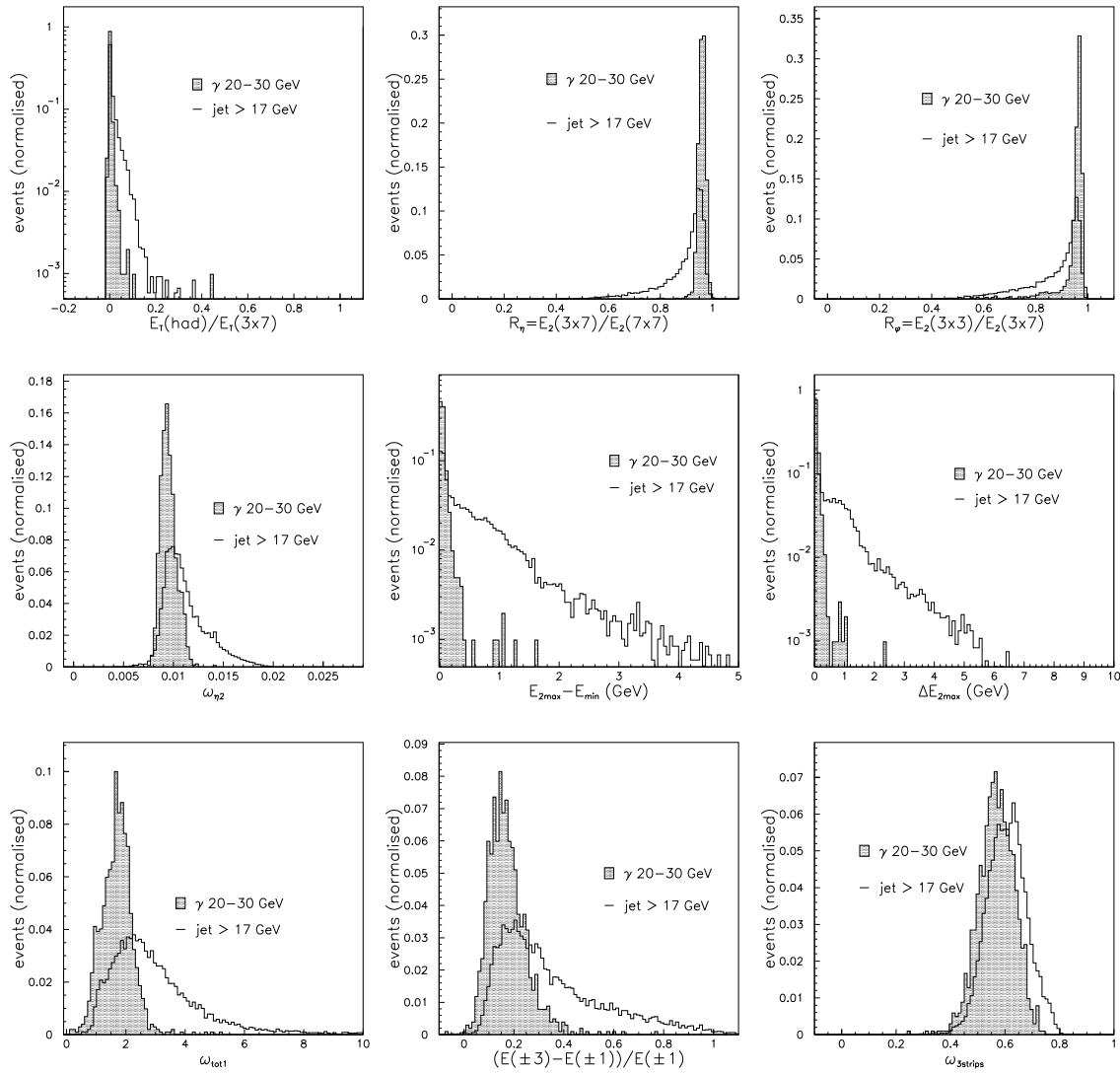


FIG. 4.7 – Distributions des variables discriminantes utilisées pour les photons de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$  (histogrammes pleins) et de dijets de  $P_T > 17 \text{ GeV}/c$  (histogrammes clairs), pour une énergie transverse  $20 < E_T < 30 \text{ GeV}$ .

### Caractéristiques des dépôts dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique

Les gerbes électromagnétiques des photons sont principalement déposées dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Par ailleurs, les gerbes issues des photons sont moins larges que celles des jets. Des rapports entre énergies déposées dans des clusters de tailles transverses différentes sont donc utilisés.

Les photons déposent la majorité de leur énergie dans des clusters de taille  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 3 \times 7$  cellules du second compartiment du calorimètre électromagnétique. Une des variables discriminantes entre photons et jets est donc le développement

latéral donné par le rapport  $R_\eta = \frac{E_2(3 \times 7)}{E_2(7 \times 7)}$  entre l'énergie déposée par le candidat dans une fenêtre  $3 \times 7$  cellules et celle déposée dans une fenêtre  $7 \times 7$  cellules. Ce rapport est important, typiquement supérieur à 0,9 pour les photons, comme le présente la figure 4.7.

Le développement latéral est estimé par le rapport  $R_\phi = \frac{E_2(3 \times 3)}{E_2(3 \times 7)}$  entre l'énergie déposée par le candidat dans une fenêtre  $3 \times 3$  cellules et celle déposée dans une fenêtre  $3 \times 7$ . A cause du champ électromagnétique qui va agir sur les photons convertis en paire  $e^-e^+$ , la gerbe va s'élargir, conduisant à une détérioration de l'efficacité du critère d'isolation dans la direction  $\phi$  par rapport à celle en  $\eta$ , donc rendant cette variable moins discriminante. On peut voir sur la figure 4.7 que les photons présentent une grande queue dans la distribution à petite valeur de  $R_\phi$ .

La largeur de la gerbe est calculée dans la direction  $\eta$  par

$$\omega_{\eta_2} = \sqrt{\frac{\sum E \cdot \eta^2}{\sum E} - \left(\frac{\sum E \cdot \eta}{\sum E}\right)^2} \quad (4.6)$$

dans une fenêtre de  $3 \times 5$  cellules du second compartiment (Fig. 4.7). La largeur est corrigée de la position du point d'impact de la particule dans sa cellule.

### Variables utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique

Les coupures précédentes rejettent les jets avec des pions très énergétiques ou développant une gerbe très large. Les jets avec des  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\omega \rightarrow \gamma\pi^0$ ,  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  sont maintenant la contribution principale (76 % pour  $\pi^0$ , 14 % pour  $\eta, \omega, K_S$ ) pouvant imiter des photons. Pour rejeter ces jets, la grande granularité du premier compartiment du calorimètre électromagnétique va être utilisée. Pour cela, il faut disposer d'un minimum d'énergie (au moins 0,5 % de l'énergie totale). De plus, on n'appliquera les critères que pour  $|\eta| < 2,37$ . En effet, au-delà de  $|\eta| = 2,4$  la granularité des pistes n'est plus suffisante pour une analyse de précision. Les études précédentes [3] ont montré qu'il y avait un ou plusieurs maxima pour les jets, mais plutôt un seul pour les photons. Le premier critère consiste donc à rechercher un deuxième maximum, caractéristique des deux photons provenant de la désintégration du  $\pi^0$ .

Le dépôt d'énergie est étudié dans une fenêtre  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,125 \times 0,2$  autour de la cellule la plus énergétique dans les pistes. Un deuxième maximum est recherché dans la direction  $\eta$  où la segmentation est très fine. En cas d'existence de plusieurs maxima, seuls les deux plus grands sont considérés. Des coupures sont appliquées sur la différence d'énergie  $\Delta E$  entre le deuxième maximum  $E_{2max}$  et le minimum  $E_{min}$  entre deux maxima :  $\Delta E = E_{2max} - E_{min}$ . Par ailleurs, l'énergie du second maximum doit dépasser un seuil dépendant de manière linéaire de l'énergie transverse pour s'assurer de la stabilité de ce maximum par rapport aux fluctuations statistiques liées à l'émergence de la gerbe. On coupe donc sur [3]  $\Delta E_{2max} = E_{2max}/(1 + 9(5) \times 10^{-3} E_T)$ , où  $E_T$  est l'énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique. Les

constantes 9(5) se réfèrent au cas de la basse (haute) luminosité.

La largeur totale de la gerbe dans une fenêtre  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0625 \times 0,2$  correspondant à 40 pistes en  $\eta$  est également utilisée :

$$\omega_{tot1} = \sqrt{\frac{\sum E_i (i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \quad (4.7)$$

où  $i$  est le numéro de piste et  $i_{max}$  est le numéro de piste associé au premier maximum. Une fois ces critères appliqués, il ne reste que des gerbes étroites présentant un seul maximum. Il est encore possible de rejeter quelques jets en utilisant la forme des gerbes. La variable utilisée est la fraction de l'énergie hors du cœur de la gerbe

$$F_{side} = \frac{E(\pm 3) - E(\pm 1)}{E(\pm 1)} \quad (4.8)$$

où  $E(\pm n)$  est l'énergie déposée dans  $\pm n$  pistes autour de la piste de plus grande énergie. Enfin, on peut utiliser la largeur de la gerbe dans 3 pistes :

$$\omega_{3 \text{ strips}} = \sqrt{\frac{\sum E_i \cdot (i - i_{max})^2}{\sum E_i}} \quad (4.9)$$

où  $i$  est le numéro de piste et  $i_{max}$  est le numéro de piste associé au premier maximum.

### Utilisation du détecteur interne

Nous avons vu que l'identification des conversions se fait principalement par l'utilisation de la vérité Monte Carlo<sup>5</sup>. Cette identification simplifiée des conversions va nous être cependant utile. Pour les photons non convertis, nous imposons un veto de traces, c'est-à-dire qu'il ne doit pas exister de trace d'impulsion transverse  $P_T > 5 \text{ GeV}/c$  associée au cluster dans un rayon  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,2$ . Le seuil en  $P_T$  est adopté pour s'assurer qu'à haute luminosité, où il existe un grand nombre d'événements d'empilement, une bonne efficacité soit néanmoins obtenue également pour les photons. Par ailleurs on demande une isolation des clusters électromagnétiques en utilisant l'information des traces. La gerbe ayant une certaine taille [3] ( $R \sim 0,1$ ), on regarde la somme des  $P_T$  des traces dans un anneau  $0,1 < \Delta R < 0,3$  et on ne considère que les clusters ayant une somme en  $P_T < 4 \text{ GeV}/c$  (resp.  $10 \text{ GeV}/c$ ) à basse (resp. haute) luminosité.

Ces isolations ont une efficacité de 98 % pour les photons et une réjection supplémentaire de 1,6 pour les jets à basse luminosité, de 1,4 à haute luminosité. Les seuils sont choisis de manière à avoir une efficacité totale la plus proche possible de 80 %. En effet, puisque efficacité des photons et réjection des jets sont reliés par le choix des coupures sur les variables discriminantes, il apparaît que pour

---

<sup>5</sup>Dans le programme d'analyse d'ATLAS, il sera toujours temps d'implémenter un algorithme de reconstruction des photons convertis.

une efficacité des photons supérieure, la réjection des jets n'est pas assez grande pour rendre le bruit de faux photons en-dessous du bruit de fond irréductible. En revanche, une efficacité des photons inférieure à 80 % produit une perte du signal trop importante [25].

### 4.3.2 Examen plus approfondi des variables discriminantes

La géométrie du détecteur change avec la pseudo-rapacité, de sorte que les seuils appliqués sur les variables discriminantes sont optimisés dans différents intervalles de rapidité, les deux premiers correspondant à la partie tonneau du calorimètre électromagnétique :

- $|\eta| < 0,75$  : l'épaisseur de plomb du calorimètre électromagnétique change à  $\eta = 0,8$  ;
- $0,75 < |\eta| \leq 1,37$  : le trou d'acceptance entre le tonneau et les bouchons, exclu de l'analyse, commence à  $\eta = 1,37$  ;
- $1,52 < |\eta| \leq 1,8$  : le trou finit à  $\eta = 1,52$ . A  $\eta = 1,8$ , la granularité du premier compartiment change ;
- $1,8 < |\eta| \leq 2,0$  : la granularité du premier compartiment change à  $\eta = 2,0$  ;
- $2,0 < |\eta| \leq 2,37$  : au-delà de  $\eta = 2,37$ , la granularité du premier compartiment n'est plus assez précise.

Les figures 4.8 et 4.9 montrent la valeur moyenne des variables discriminantes respectivement en fonction de la rapidité et de l'énergie transverse, pour des photons à basse luminosité. La dépendance des variables en  $\eta$  est claire, ce qui justifie une optimisation des seuils dans chacun des intervalles définis. La dépendance en  $E_T$  est plus faible. De manière à obtenir une efficacité d'identification des photons constante, il est nécessaire que les seuils appliqués soient optimisés non seulement en fonction de  $\eta$ , mais aussi de  $E_T$ . La figure 4.10 présente les mêmes variables, mais pour une haute luminosité. Les fluctuations sont alors plus grandes, à cause des événements d'empilement. Enfin, la figure 4.11 présente les mêmes variables pour les photons de désintégration de Higgs, pour différentes hypothèses de masses de Higgs. Les valeurs moyennes sont peu sensibles à la masse des bosons de Higgs comme le montrent ces figures.



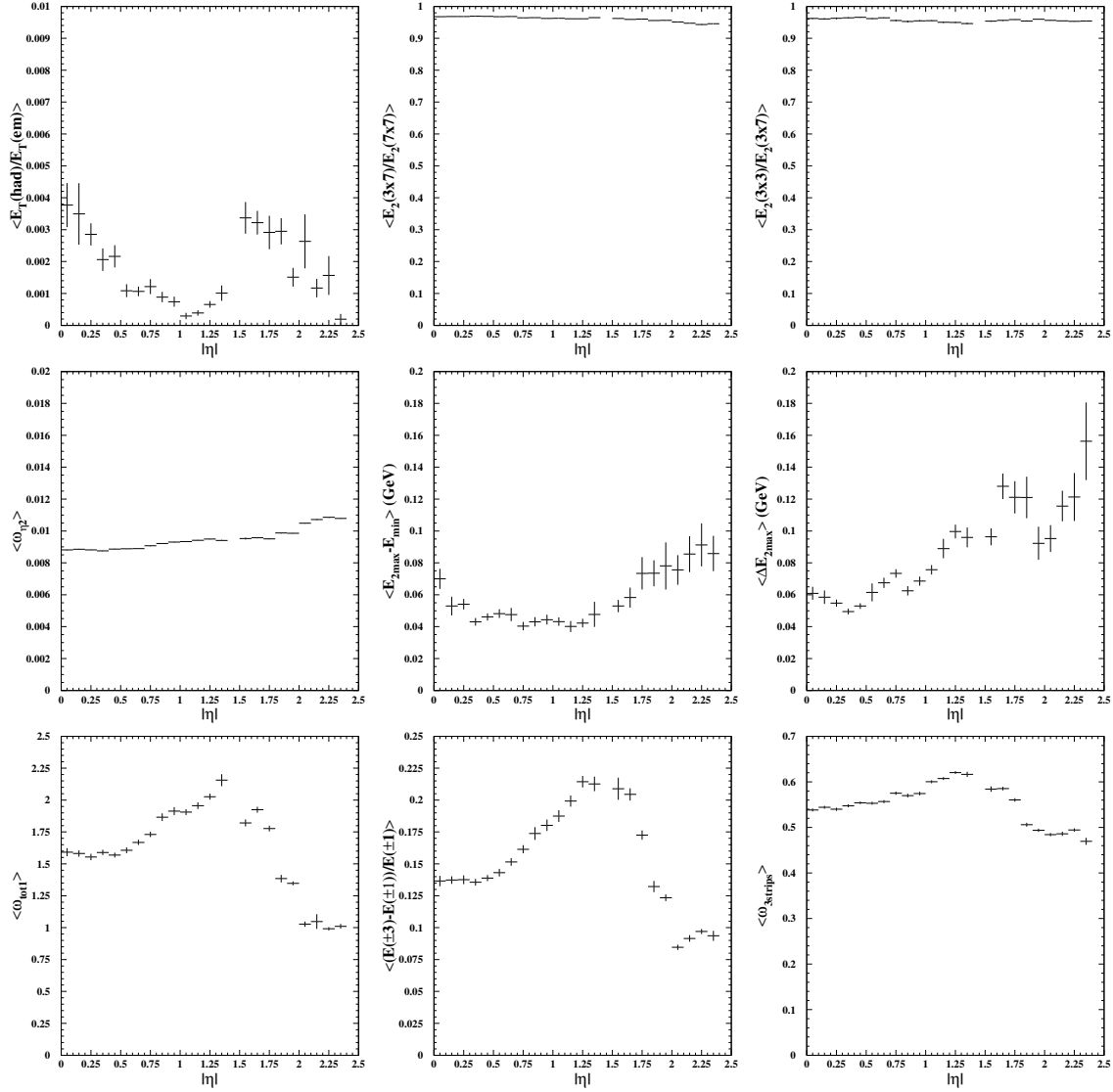


FIG. 4.8 – Valeurs moyennes des variables discriminantes utilisées en fonction de la pseudorapidité pour des photons d'énergie transverse  $50 < E_T < 60$  GeV issus de la désintégration d'un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ , pour une basse luminosité.

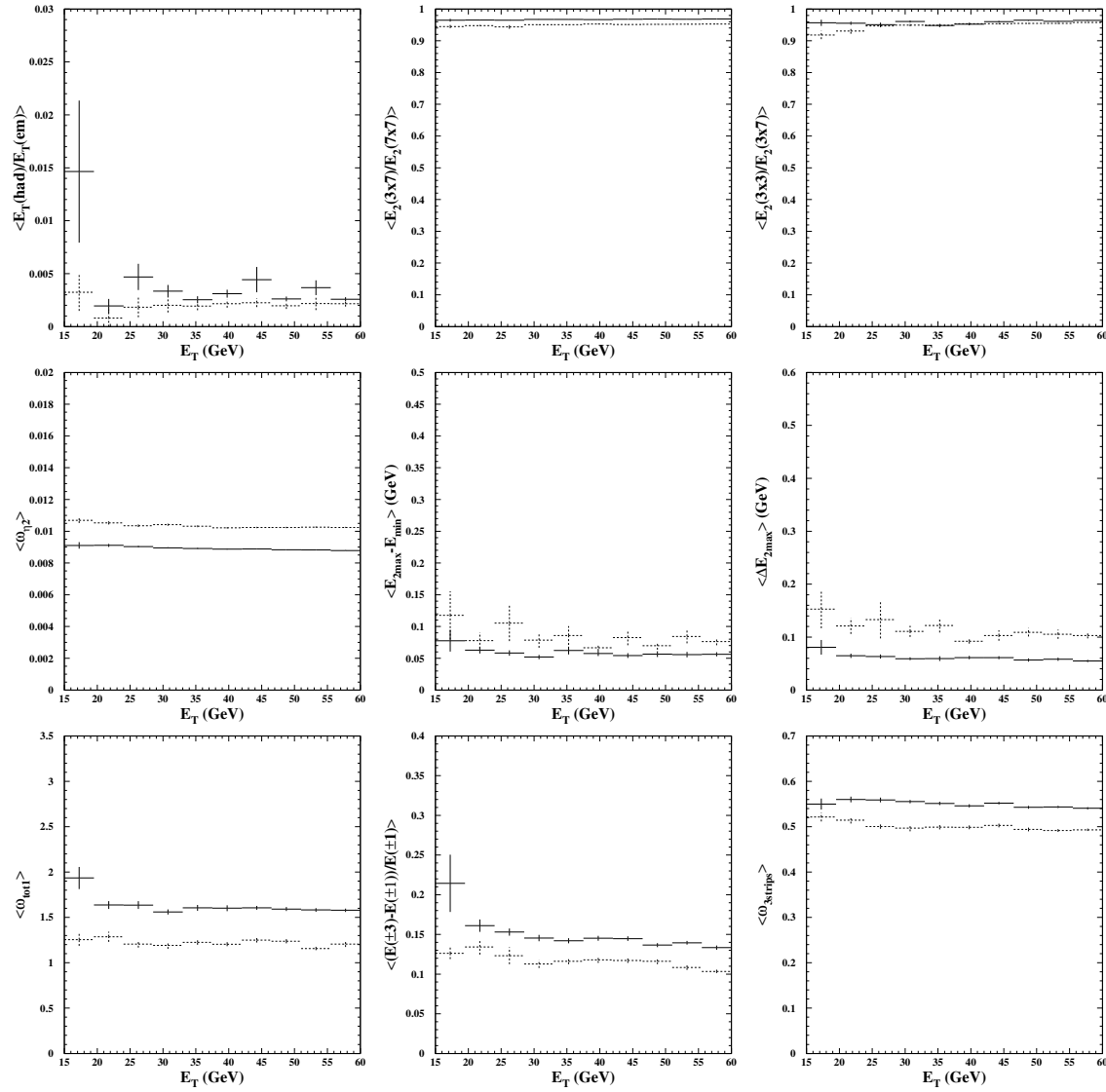


FIG. 4.9 – Valeurs moyennes des variables discriminantes utilisées en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  pour des photons de pseudorapidités  $0 < |\eta| < 0,4$  (traits pleins) et  $1,8 < |\eta| < 2,2$  (traits pointillés), issus de la désintégration d'un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ , pour une basse luminosité.

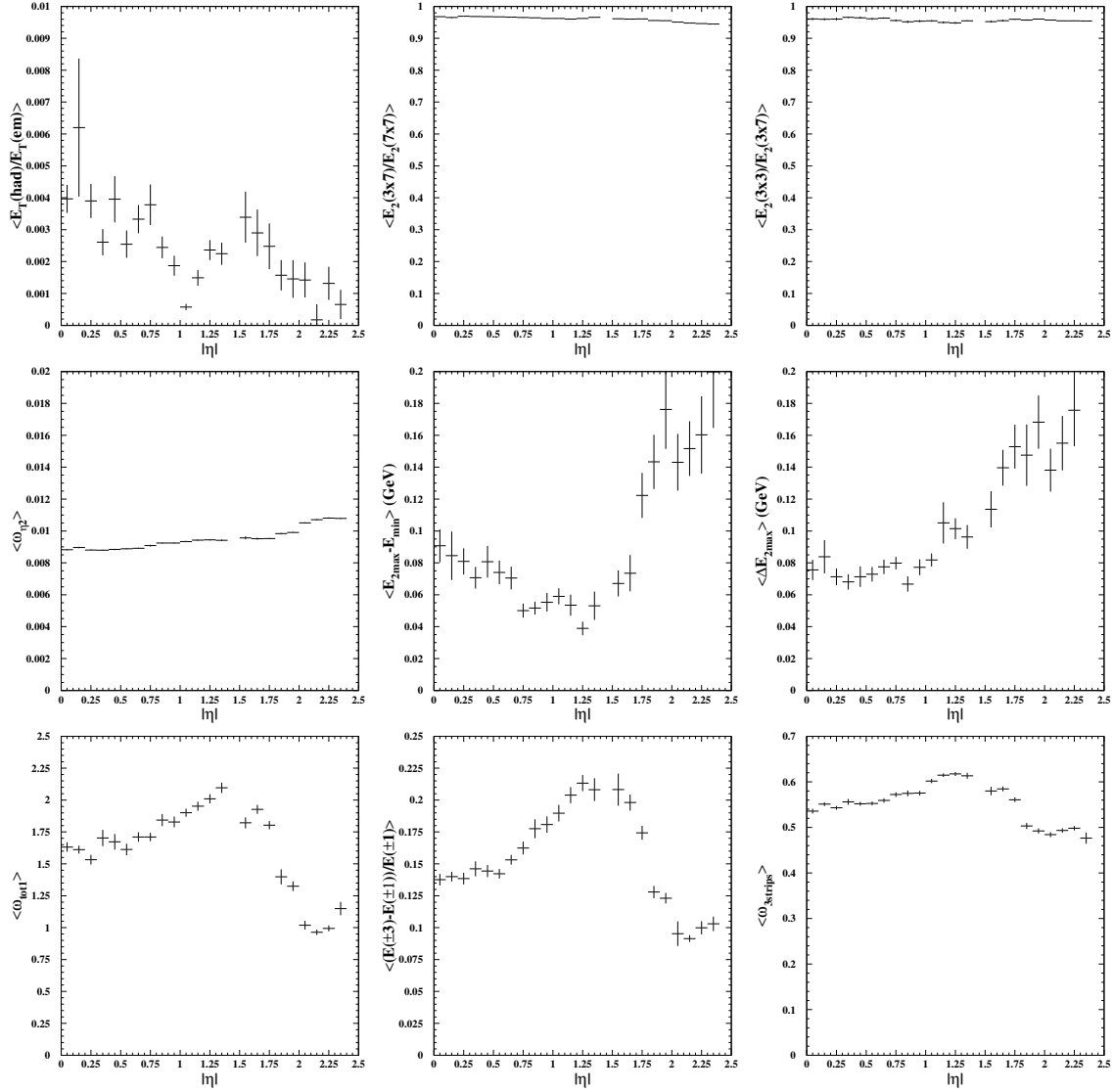


FIG. 4.10 – Valeurs moyennes des variables discriminantes utilisées en fonction de la pseudorapidité pour des photons d'énergie transverse  $50 < E_T < 60$  GeV issus de la désintégration d'un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ , pour une haute luminosité.

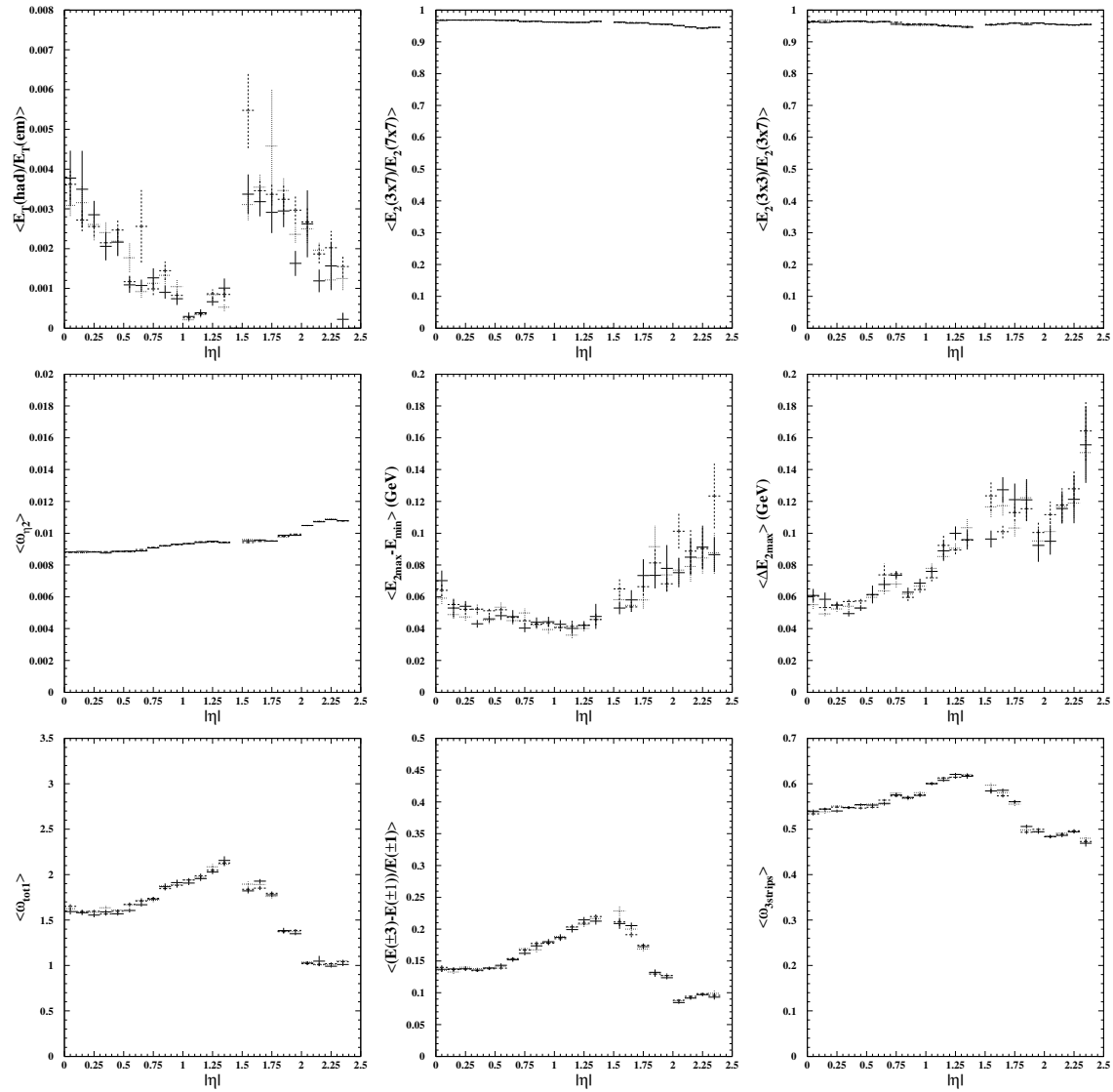


FIG. 4.11 – Valeurs moyennes des variables discriminantes utilisées en fonction de la pseudorapidité pour des photons d'énergie transverse  $50 < E_T < 60$  GeV issus de la désintégration d'un boson de Higgs à différentes masses 120, 130, 140 GeV/ $c^2$  (traits pleins, pointillés et point-pointillés).

### 4.3.2.1 Choix des coupures

Pour la séparation  $\gamma/jet$  nécessaire à l'analyse  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , nous utilisons le choix de coupures de la référence [26]. Les seuils sont optimisés pour obtenir une efficacité d'identification des photons de  $H \rightarrow \gamma\gamma$  d'environ 80 %. Les seuils ne sont pas optimisés indépendamment pour les photons convertis et non convertis puisque l'identification des conversions est assez rudimentaire dans cette analyse. Les tableaux 4.5 et 4.6 détaillent les seuils appliqués. Le trou d'acceptance dans le calorimètre pour  $1,37 \leq |\eta| \leq 1,52$  est exclu de l'analyse. Ces seuils sont optimisés en fonction de  $E_T$  et  $\eta$ . Ils sont aussi optimisés pour la basse et la haute luminosité de manière à avoir une efficacité d'au moins 80 % et une grande réjection des jets.

	variable	$0 <  \eta  < 0.75$	$0.75 <  \eta  < 1.37$	$1.52 <  \eta  < 1.8$	$1.8 <  \eta  < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.37$
$17 \leq E_T < 25$ [GeV]	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.935	0.935	0.925	0.930	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.750	0.750	0.750	0.750	0.750
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0105	0.0115	0.0120	0.0115	0.0125
	$\Delta E (<)$	0.140	0.140	0.180	0.220	0.320
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.290	0.300	0.420
	$\omega_{tot1} (<)$	2.50	2.60	2.60	1.80	1.30
	$F_{side} (<)$	0.30	0.44	0.40	0.30	0.17
$25 \leq E_T < 35$ [GeV]	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.72	0.72	0.65	0.60
	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.945	0.935	0.935	0.950	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.800	0.800	0.750	0.800	0.850
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0105	0.0110	0.0110	0.0115	0.0120
	$\Delta E (<)$	0.140	0.140	0.180	0.220	0.320
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.290	0.300	0.420
	$\omega_{tot1} (<)$	2.40	2.60	2.50	1.70	1.20
$35 \leq E_T < 45$ [GeV]	$F_{side} (<)$	0.25	0.40	0.40	0.25	0.16
	$\omega_{3strips} (<)$	0.68	0.72	0.70	0.65	0.60
	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.950	0.945	0.940	0.945	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.800	0.800	0.850	0.850	0.900
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0105	0.0110	0.0110	0.0115	0.0120
	$\Delta E (<)$	0.140	0.140	0.180	0.220	0.320
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.290	0.300	0.420
$E_T \geq 45$ [GeV]	$\omega_{tot1} (<)$	2.15	2.45	2.35	1.65	1.25
	$F_{side} (<)$	0.24	0.34	0.33	0.20	0.15
	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.70	0.70	0.60	0.58
	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.957	0.953	0.947	0.947	0.935
	$R_\phi(33) (>)$	0.850	0.850	0.900	0.900	0.920
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0100	0.0105	0.0110	0.0110	0.0120
	$\Delta E (<)$	0.140	0.140	0.180	0.220	0.320
$E_T \geq 45$ [GeV]	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.290	0.300	0.420
	$\omega_{tot1} (<)$	2.15	2.45	2.35	1.65	1.25
	$F_{side} (<)$	0.24	0.34	0.33	0.20	0.15
	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.70	0.70	0.60	0.58

TAB. 4.5 – Valeurs des coupures de sélection à basse luminosité [26] appliquées dans chaque intervalle en  $\eta$  dans l'analyse pour identifier les photons venant d'un Higgs.

	variable	$0 <  \eta  < 0.75$	$0.75 <  \eta  < 1.37$	$1.52 <  \eta  < 1.8$	$1.8 <  \eta  < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.37$
$17 \leq E_T < 25$ [GeV]	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.935	0.935	0.925	0.930	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.750	0.750	0.750	0.750	0.750
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0105	0.0115	0.0120	0.0115	0.0125
	$\Delta E (<)$	0.140	0.140	0.180	0.220	0.320
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.290	0.300	0.420
	$\omega_{tot1} (<)$	2.50	2.60	2.60	1.80	1.30
	$F_{side} (<)$	0.30	0.44	0.40	0.30	0.17
	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.72	0.72	0.65	0.60
$25 \leq E_T < 35$ [GeV]	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.945	0.935	0.935	0.949	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.800	0.800	0.720	0.800	0.850
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0107	0.0110	0.0113	0.0115	0.0120
	$\Delta E (<)$	0.650	0.650	0.690	0.730	0.830
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.500	0.510	0.930
	$\omega_{tot1} (<)$	2.40	2.60	2.50	1.70	1.20
	$F_{side} (<)$	0.25	0.40	0.40	0.25	0.16
	$\omega_{3strips} (<)$	0.68	0.72	0.70	0.65	0.60
$35 \leq E_T < 45$ [GeV]	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.920	0.925	0.940	0.937	0.923
	$R_\phi(33) (>)$	0.790	0.780	0.830	0.830	0.894
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0107	0.0110	0.0110	0.0115	0.0120
	$\Delta E (<)$	0.650	0.650	0.690	0.730	0.830
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.500	0.510	0.930
	$\omega_{tot1} (<)$	2.15	2.45	2.35	1.65	1.25
	$F_{side} (<)$	0.24	0.34	0.33	0.20	0.15
	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.70	0.70	0.60	0.58
$E_T \geq 45$ [GeV]	$E_{had}/E_T (<)$	0.0195	0.0095	0.0280	0.0145	0.0185
	$R_\eta(37) (>)$	0.917	0.953	0.944	0.937	0.930
	$R_\phi(33) (>)$	0.640	0.640	0.892	0.830	0.900
	$\omega_{\eta^2} (<)$	0.0107	0.0106	0.0112	0.0110	0.0121
	$\Delta E (<)$	0.650	0.650	0.690	0.730	0.830
	$\Delta E_{2max} (<)$	0.140	0.190	0.500	0.510	0.930
	$\omega_{tot1} (<)$	2.15	2.45	2.35	1.65	1.25
	$F_{side} (<)$	0.24	0.34	0.33	0.20	0.15
	$\omega_{3strips} (<)$	0.70	0.70	0.70	0.60	0.58

TAB. 4.6 – Valeurs des coupures de sélection à haute luminosité [26] appliquées dans chaque intervalle en  $\eta$  dans l'analyse pour identifier les photons venant d'un Higgs.

## 4.4 Performances de l'algorithme

### 4.4.1 Identification des photons

L'identification d'un amas provenant d'un photon est basée sur l'application de l'ensemble des critères définis préalablement. L'efficacité d'identification des photons est définie par :

$$\epsilon_\gamma = \frac{N_\gamma^{tag}}{N_\gamma^{true}} \quad (4.10)$$

où  $N_\gamma^{true}$  et  $N_\gamma^{tag}$  sont respectivement le nombre de photons initiaux et identifiés comme tels par le choix des coupures sur les compartiments des calorimètres. L'incertitude statistique sur cette efficacité est  $\sigma_{\epsilon_\gamma} = \sqrt{\frac{\epsilon}{N_\gamma^{true}}(1 - \epsilon)}$ . L'efficacité d'identification pour les photons issus du  $H \rightarrow \gamma\gamma$  ( $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ ) à basse et haute luminosité est présentée dans le tableau 4.7. Les résultats sont présentés de façon à montrer l'effet successif de chaque coupure : déclenchement, calorimètre hadronique, électromagnétique, veto et isolation de traces. Le veto sur les traces n'a aucun effet sur les photons. Son rôle est surtout important pour la réjection des jets. L'efficacité

finale est de 80 % à basse luminosité et de 76,6 % à haute luminosité. Le nombre de clusters initiaux étant de 15031, l'erreur totale est de l'ordre de 0,3 %.

$\epsilon_\gamma(\%)$	basse luminosité	haute luminosité
LVL1	$98,6 \pm 0,1$	$97,8 \pm 0,1$
Calorimètre hadronique	$96,5 \pm 0,2$	$94,0 \pm 0,2$
Calorimètre EM 2nd compartiment	$89,2 \pm 0,3$	$89,6 \pm 0,3$
Calorimètre EM 1er compartiment	$81,8 \pm 0,3$	$77,9 \pm 0,3$
Veto de trace	$81,8 \pm 0,3$	$77,9 \pm 0,3$
Isolation de traces	$80,0 \pm 0,3$	$76,6 \pm 0,3$

TAB. 4.7 – Contributions successives sur l'efficacité des photons de Higgs ( $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ ).

L'efficacité d'identification des photons en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie transverse  $E_T$  du cluster est présentée sur la figure 4.12. L'efficacité diminue lorsqu'on s'approche de la région de transition à  $\eta = 1,475$ . L'efficacité globale d'identification des photons est de l'ordre de 80 %, ce qui est une moyenne entre l'efficacité des photons non convertis et convertis. Ces derniers ont une efficacité d'identification plus faible en raison de la forme des gerbes plus larges dans le calorimètre. A basse énergie transverse, on voit une perte d'efficacité en raison de gerbes plus larges. Si on choisit une isolation de traces plus dure, l'efficacité diminue et la réjection sur les jets augmente. Par exemple, avec un seuil en  $P_T = 2,5$  à basse luminosité, l'efficacité devient 78,2 % et la réjection des jets augmente de 23 % (elle passe de 7172 à 8861). Dans la région  $0,8 < |\eta| < 1,6$ , l'efficacité d'identification des photons convertis baisse en raison de la présence importante de matière devant la calorimètre électromagnétique, comme constaté sur la figure 4.1. Les tableaux 4.8 et 4.9 détaillent les efficacités pour tous les photons, les photons convertis et non convertis à basse et haute luminosité, pour différents intervalles de  $\eta$  et  $E_T$ .

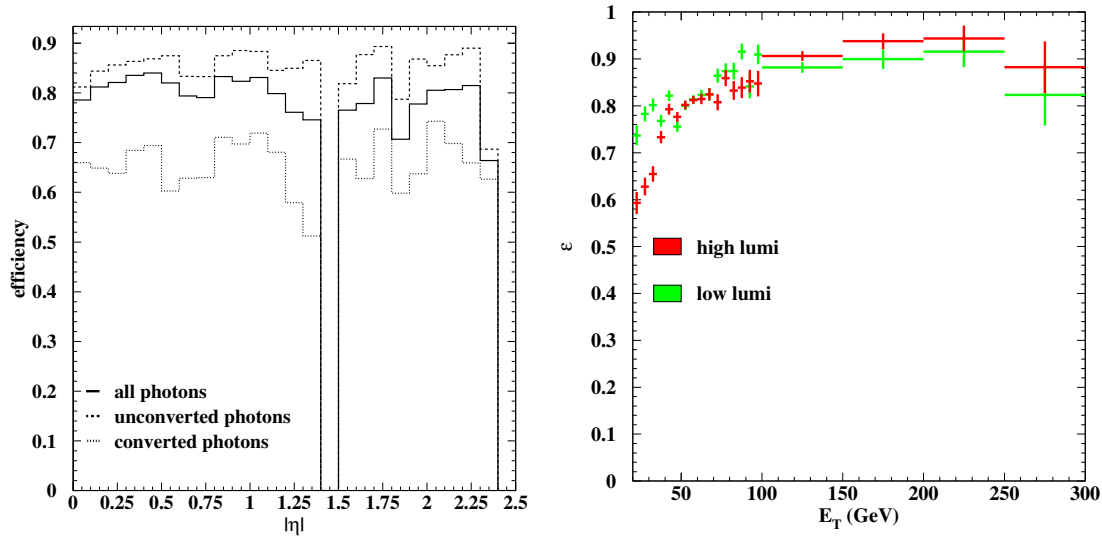


FIG. 4.12 – Efficacité d'identification des photons issus de  $H \rightarrow \gamma\gamma$  en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie transverse. Sur la partie gauche, on détaille les efficacités obtenues pour tous les photons, les photons convertis et non convertis, à basse luminosité. Sur la partie droite, on montre l'efficacité en fonction de  $E_T$  à basse et haute luminosité.

	basse luminosité			haute luminosité		
	$\gamma$	$\gamma_c$	$\gamma_{nc}$	$\gamma$	$\gamma_c$	$\gamma_{nc}$
$20 < E_T \leq 25$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	73.68	56.49	81.05	59.28	45.74	64.86
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	74.29	60.00	77.86	58.62	45.16	61.54
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	69.40	48.00	82.14	58.70	40.00	69.32
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	82.61	68.80	90.00	70.21	62.50	74.19
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	70.97	57.14	82.35	53.13	50.00	56.25
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	76.47	62.50	82.86	56.86	43.75	62.86
$25 < E_T \leq 30$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	78.29	59.65	85.02	62.80	45.03	69.20
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	80.30	58.14	84.62	69.63	48.94	74.00
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	77.78	53.06	86.43	53.80	22.92	64.71
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	88.10	80.65	92.45	68.60	65.63	70.37
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	52.63	41.18	61.90	51.35	33.33	63.63
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	74.29	61.29	84.62	58.82	58.62	58.97
$30 < E_T \leq 35$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	80.17	62.56	86.57	65.47	46.85	72.50
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	80.17	53.73	86.36	65.12	43.75	70.00
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	85.43	68.66	91.67	66.80	40.00	77.40
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	77.23	67.50	83.61	84.38	74.36	91.23
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	74.42	47.06	92.31	38.10	33.33	41.67
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	70.51	71.43	70.00	54.88	41.94	62.75
$35 < E_T \leq 40$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	76.81	56.91	84.57	73.33	62.58	77.44
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	78.41	51.81	84.59	72.36	60.98	74.93
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	76.97	60.00	84.35	73.68	56.00	81.61
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	73.17	58.14	81.25	76.61	67.44	81.48
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	72.04	55.56	82.46	67.82	66.67	68.52
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	77.87	59.1837	90.411	76.7857	72.7273	79.4118
$40 < E_T \leq 45$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	82.15	69.92	87.21	79.28	70.62	82.81
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	83.10	68.54	86.32	77.42	65.96	80.10
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	82.04	68.22	89.34	81.20	71.67	85.83
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	83.22	68.75	90.53	81.75	68.09	88.89
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	78.31	75.76	80.00	77.53	74.29	79.63
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	80.29	73.33	85.71	79.54	75.86	82.43
$45 < E_T \leq 50$ GeV						
$0 <  \eta  \leq 2, 37$	75.57	58.48	81.54	77.65	66.83	81.39
$0 <  \eta  \leq 0, 75$	76.60	59.18	79.74	81.99	74.16	83.24
$0, 75 <  \eta  \leq 1, 37$	76.36	56.92	83.99	68.34	51.43	75.37
$1, 52 <  \eta  \leq 1, 8$	74.67	55.17	86.96	78.17	69.09	83.91
$1, 8 <  \eta  \leq 2, 0$	71.05	56.86	82.54	83.04	77.55	87.30
$2, 0 <  \eta  \leq 2, 37$	73.29	65.52	77.67	83.24	80.00	85.19

TAB. 4.8 – Efficacité d'identification des photons provenant d'un Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ . On détaille les performances obtenues pour tous les photons ( $\gamma$ ), les photons convertis ( $\gamma_c$ ) et les photons non convertis ( $\gamma_{nc}$ ). Les résultats sont donnés à basse et haute luminosité, pour différents intervalles de  $\eta$  et  $E_T$ .



	basse luminosité			haute luminosité		
	$\gamma$	$\gamma_c$	$\gamma_{nc}$	$\gamma$	$\gamma_c$	$\gamma_{nc}$
	$50 < E_T \leq 55 \text{ GeV}$					
$0 <  \eta  \leq 2,37$	80.01	62.04	87.71	80.20	72.73	83.41
$0 <  \eta  \leq 0,75$	82.35	61.04	87.88	82.00	78.29	82.96
$0,75 <  \eta  \leq 1,37$	78.47	59.44	87.77	74.31	61.20	80.94
$1,52 <  \eta  \leq 1,8$	73.63	59.53	83.76	82.86	75.00	88.10
$1,8 <  \eta  \leq 2,0$	77.36	60.00	90.16	84.11	76.09	90.16
$2,0 <  \eta  \leq 2,37$	83.33	74.03	89.26	84.90	85.14	84.75
$55 < E_T \leq 60 \text{ GeV}$						
$0 <  \eta  \leq 2,37$	81.4	66.54	86.52	81.27	73.03	84.17
$0 <  \eta  \leq 0,75$	81.80	65.08	84.77	82.04	74.63	83.48
$0,75 <  \eta  \leq 1,37$	82.00	69.14	87.29	76.72	63.31	82.01
$1,52 <  \eta  \leq 1,8$	79.09	67.42	87.02	80.28	74.19	84.80
$1,8 <  \eta  \leq 2,0$	81.67	62.22	93.33	84.87	81.82	86.67
$2,0 <  \eta  \leq 2,37$	80.50	64.63	88.68	89.27	84.81	91.56
$60 < E_T \leq 65 \text{ GeV}$						
$0 <  \eta  \leq 2,37$	82.32	72.19	85.87	81.47	80.63	81.77
$0 <  \eta  \leq 0,75$	82.92	65.06	86.26	81.64	85.00	81.04
$0,75 <  \eta  \leq 1,37$	80.89	71.84	84.50	76.52	74.76	77.27
$1,52 <  \eta  \leq 1,8$	83.75	72.41	90.20	84.31	74.55	89.80
$1,8 <  \eta  \leq 2,0$	77.63	67.86	83.33	85.14	85.19	85.11
$2,0 <  \eta  \leq 2,37$	85.32	87.50	83.61	89.47	90.00	89.06
$65 < E_T \leq 70 \text{ GeV}$						
$0 <  \eta  \leq 2,37$	82.48	67.56	88.28	82.45	72.48	86.10
$0 <  \eta  \leq 0,75$	84.45	71.88	87.50	84.32	75.76	86.40
$0,75 <  \eta  \leq 1,37$	85.22	68.66	92.02	78.06	67.19	82.08
$1,52 <  \eta  \leq 1,8$	80.56	70.59	85.14	88.07	77.42	92.31
$1,8 <  \eta  \leq 2,0$	69.09	42.86	85.29	72.00	50.00	84.38
$2,0 <  \eta  \leq 2,37$	78.57	69.23	86.67	86.42	82.05	90.48
$70 < E_T \leq 75 \text{ GeV}$						
$0 <  \eta  \leq 2,37$	86.43	79.39	88.83	80.78	75.00	82.77
$0 <  \eta  \leq 0,75$	87.56	84.38	88.11	80.75	73.33	81.97
$0,75 <  \eta  \leq 1,37$	89.29	82.22	91.87	79.07	68.09	83.20
$1,52 <  \eta  \leq 1,8$	84.75	79.17	88.57	84.75	88.00	82.35
$1,8 <  \eta  \leq 2,0$	75.76	80.00	72.22	81.25	86.67	76.47
$2,0 <  \eta  \leq 2,37$	79.49	60.00	91.67	82.05	66.67	91.67

TAB. 4.9 – Efficacité d'identification des photons provenant d'un Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ . On détaille les performances obtenues pour tous les photons ( $\gamma$ ), les photons convertis ( $\gamma_c$ ) et les photons non convertis ( $\gamma_{nc}$ ). Les résultats sont donnés à basse et haute luminosité, pour différents intervalles de  $\eta$  et  $E_T$ .

Nous avons vu que l'identification des conversions n'est pas optimale dans les données reconstruites que nous utilisons. Ceci explique que les valeurs de coupure sur les variables discriminantes issues des calorimètres électromagnétiques ne sont pas optimisées pour les photons convertis et non convertis dans cette analyse.

#### 4.4.2 Réjection des jets

Le facteur de réjection des jets QCD est défini par :

$$R(jet) = \frac{N_{jet}^{init}}{N_{jet}^{final}} \quad (4.11)$$

où  $N_{jet}^{init}$  et  $N_{jet}^{final}$  sont respectivement le nombre de jets initiaux et le nombre de jets finaux après application des coupures. L'incertitude sur la réjection est

$$\sigma_{R(jet)} = R(jet) \sqrt{\frac{R(jet) - 1}{R(jet) N_{jet}^{final}}} \quad (4.12)$$

Les fichiers de données de dijets ne contiennent pas tous les dijets générés. Les événements qui ne passeraient pas le système de déclenchement de niveau 1 sont immédiatement rejetés avant d'être simulés par Geant en utilisant un filtre [27] sur les particules à la génération. Ce filtre ne garde que 8,33 % des événements pour la basse luminosité, et 10,20 % des événements pour la haute luminosité.

On peut normaliser la réjection de plusieurs manières :

- par le nombre de partons initiaux [28] ;
- par les jets reconstruits par le programme de simulation rapide ATLFAST sans correction de cône<sup>6</sup> ;
- par les jets reconstruits par le programme de simulation complète.

La deuxième solution est utilisée dans l'analyse présentée dans le TDR. Elle conduit à une réjection 3 fois plus faible que par une normalisation au niveau partonique [2]. Puisque notre analyse sur la recherche du Higgs utilisera les données de simulation rapide ATLFAST, avec le pouvoir de réjection étudié dans ce chapitre, c'est cette normalisation que nous adoptons.

A basse luminosité, un total de  $N_i = 50222$  événements est présent dans les données après le filtre. Le vrai nombre d'événements initiaux est donc de  $N_i/0,0833$ . Le nombre de jets initiaux est déterminé sur un sous-lot d'événements et est résumé sur le tableau 4.10 pour  $20 < E_T < 25$  GeV pour tous les jets et en distinguant les jets de quarks et de gluons. Cette distinction est utile puisque, comme on le verra au chapitre suivant, chaque bruit réductible est dominé par des jets de nature différente. Ces nombres sont issus de l'étude de  $N = 2 \times 10^6$  dijets à basse luminosité, avant application du filtre. Pour calculer la normalisation, on se sert des fichiers de génération et on compte les événements de type ATLFAST dans chaque gamme de  $P_t$  et de pseudorapidité.

---

<sup>6</sup>L'énergie de ces jets est alors sous-estimée en raison des contributions de particules en dehors du cône.

	$N_{jets} (20 < E_T < 25 \text{ GeV})$		
	quarks	gluons	total
$0 <  \eta  < 2,37$	113201	264944	378145
$ \eta  < 0,75$	39807	97934	137741
$0,75 <  \eta  < 1,37$	31517	75271	106788
$1,37 <  \eta  < 1,52$	-	-	-
$1,52 <  \eta  < 1,8$	13831	30987	44818
$1,8 <  \eta  < 2,0$	9869	21980	31849
$2,0 <  \eta  < 2,37$	18177	38772	56949

TAB. 4.10 – Nombre de jets initiaux issus de l’analyse de 2 millions de di-jets générés avec  $P_T > 17 \text{ GeV}/c$  et coupés à  $20 < P_T < 25 \text{ GeV}/c$  avant le filtre d’événements, pour les jets de quarks, de gluons et tous les jets. Le nombre de jets de gluon est plus important à cause de la densité dans le proton aux énergies mises en jeu.

#### 4.4.2.1 Résultats

Le tableau 4.11 présente les différentes contributions à la réjection des jets pour la basse et haute luminosité. Les nombres entre parenthèses correspondent au nombre de jets après l’étape considérée. Les étapes successives sont le déclenchement de niveau 1 (LVL1), les coupures sur les calorimètres hadronique et électromagnétique, le veto de traces et l’isolation de traces. La réjection dominante est celle correspondant à l’effet du calorimètre électromagnétique. Grâce aux choix de coupures, la réjection est approximativement constante dans les différentes parties de ce calorimètre. Le premier compartiment, grâce à ses pistes fines en  $\eta$ , permet de diminuer par un facteur de 2 à 3 (suivant la luminosité) le nombre de  $\pi^0$ . Le veto de traces et l’isolation de traces permettent d’augmenter encore la réjection. Après toutes les coupures, les jets sont composés de 70,9 % de photons provenant de  $\pi^0$ , de 10,3 % d’électrons, de 2,4 % de hadrons chargés et 0,2 % de hadrons neutres. Finalement, une réjection de 7217 et 6509 à basse et haute luminosité peut être obtenue, de valeur supérieure à la valeur minimale de 5000 nécessaire pour lutter contre le bruit de fond réductible.

Les courbes de réjection de jets en fonction de l’impulsion transverse et de la luminosité sont présentées sur la figure 4.13 de gauche pour la réjection de tous les jets et sur la figure 4.14 pour la réjection spécifique des jets de quark et de gluon. A basse luminosité, on trouve une réjection de 2891 avec les quarks, de 21186 avec les gluons. A haute luminosité, on trouve une réjection de 2560 avec les quarks, de 19585 avec les gluons. La réjection de gluon est de l’ordre de 7 fois supérieure à celle des quarks en raison de l’inexistence de bremsstrahlung de gluon. Cette distinction sera utile pour évaluer le potentiel de découverte du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , puisque les bruits réductibles de type  $\gamma/jet$  et  $jet - jet$  sont respectivement dominés par les jets de quarks et de gluons.

Les résultats obtenus avec les versions les plus réalistes des performances du détecteur diffèrent peu avec les analyses menées précédemment avec des caractéristiques plus optimistes des performances attendues dans ATLAS [3]. Les différences reposent

étape de coupure	basse luminosité			haute luminosité		
	$0 <  \eta  < 2,37$	tonneau	bouchon	$0 <  \eta  < 2,37$	tonneau	bouchon
clusters initiaux	$2,44566 \times 10^6$	$1,603924 \times 10^6$	841736	$2,49307 \times 10^6$	$1,627436 \times 10^6$	865630
LVL1	$143,5 \pm 1,1$	$139 \pm 1,3$	$152 \pm 2$	$150 \pm 1,2$	$136 \pm 1,2$	$185 \pm 2,7$
calorimètre hadronique	$1168 \pm 25$ (1375 $\pi^0$ )	$1206 \pm 33$	$1100 \pm 39$	$649 \pm 10,4$ (2238 $\pi^0$ )	$619 \pm 12$	$714 \pm 20$
calorimètre EM 2 <sup>nd</sup> compartiment	$2029 \pm 58$ (911 $\pi^0$ )	$2022 \pm 71$	$2043 \pm 100$	$1395 \pm 33$ (1278 $\pi^0$ )	$1307 \pm 37$	$1600 \pm 68$
calorimètre EM 1 <sup>er</sup> compartiment	$4343 \pm 183$ (412 $\pi^0$ )	$4418 \pm 231$	$4208 \pm 297$	$4739 \pm 206$ (379 $\pi^0$ )	$5182 \pm 292$	$4083 \pm 280$
veto traces	$5351 \pm 250$ (412 $\pi^0$ )	$5108 \pm 288$	$5886 \pm 492$	$6110 \pm 302$ (379 $\pi^0$ )	$6642 \pm 424$	$5310 \pm 415$
isolation traces	$7172 \pm 388$ (296 $\pi^0$ )	$6913 \pm 453$	$7722 \pm 739$	$6509 \pm 332$ (350 $\pi^0$ )	$7137 \pm 472$	$5584 \pm 448$

TAB. 4.11 – Nombre de clusters initiaux et facteurs de réjection successifs après le déclenchement de niveau 1 et les coupures du calorimètre, normalisé aux jets avec  $p_T \geq 25$  GeV/c à basse et haute luminosité. Les résultats sont donnés pour différentes valeurs de  $\eta$ . Les nombres entre parenthèses correspondent aux nombres de  $\pi^0$  après application des critères.

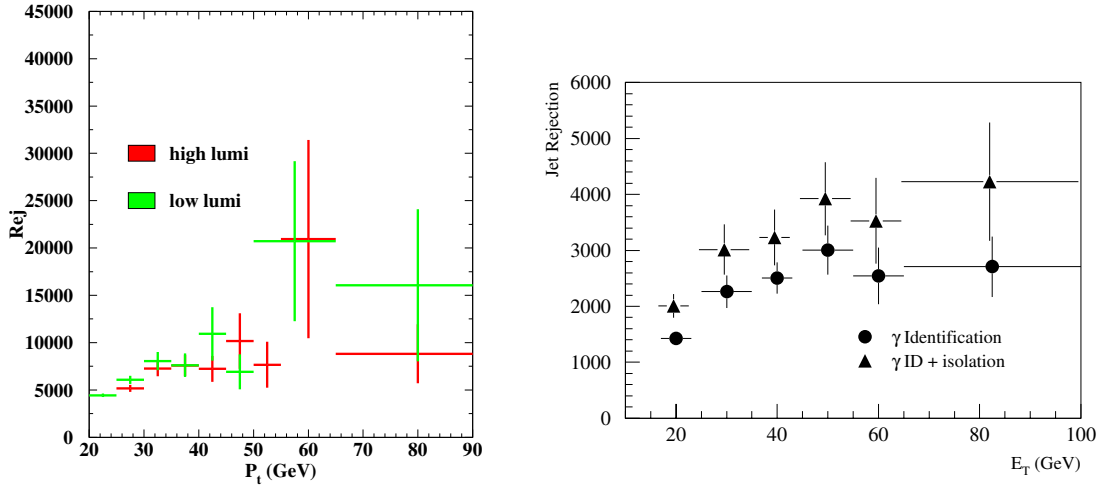


FIG. 4.13 – Courbe de réjection en fonction de l'énergie transverse pour tous les jets avec notre analyse (gauche). L'incertitude élevée vers 50 GeV provient d'une faible statistique des événements restants à cette énergie après application des coupures. Droite : Réjection obtenue dans la référence [3].

principalement sur les points suivants :

- dans l'analyse de [3] (Fig. 4.13 de droite), la séparation  $\gamma$ /jet inclut le bremsstrahlung de quark. Or, comme nous le verrons dans le chapitre d'analyse, ce processus est inclus dans les ordres supérieurs du bruit de fond irréductible du processus de Born. Inclure ces rayonnements de freinage dans le bruit de fond réductible contribuerait à un double comptage de ces contributions. Si on garde ces rayonnements de freinage, alors les réjections sont en bon accord avec [3]. Les plus grandes différences proviennent des régions à haut  $P_T$ . Par exemple, à basse luminosité, pour  $65 < P_T < 95$  GeV/c, en gardant les bremsstrahlung de quark, on obtient une réjection de  $9075 \pm 3700$ , en les re-

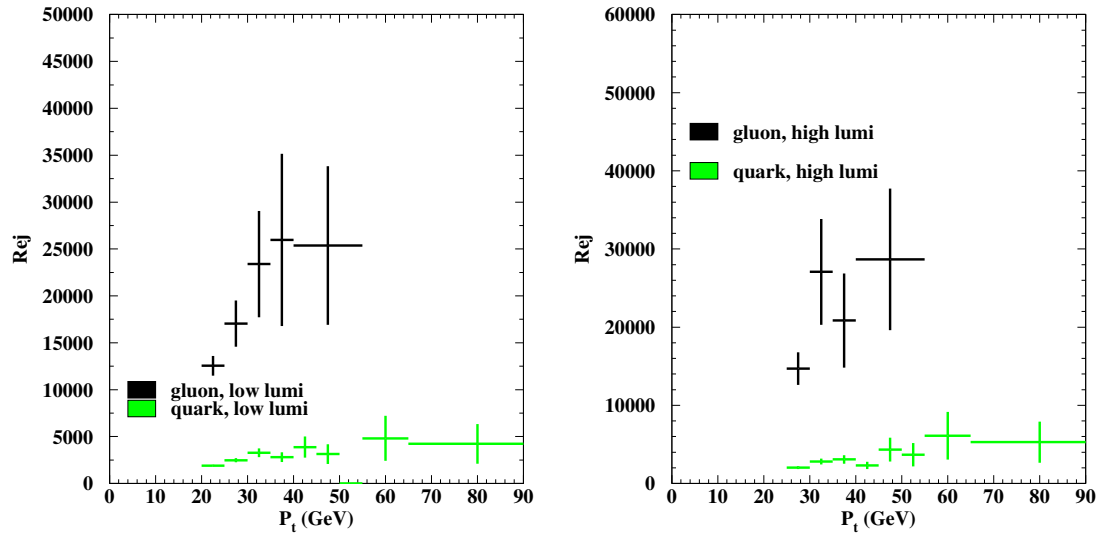


FIG. 4.14 – Courbe de réjection des jets en fonction de la provenance quark/gluon en fonction de l'énergie transverse à basse luminosité et haute luminosité.

jetant, on obtient une réjection de  $6050 \pm 2016$ . Cette dernière est en accord avec la réjection de M. Wielers de  $4200 \pm 1100$ , compte tenu des barres d'erreur.

- Concernant les photons, ils sont issus d'un boson de Higgs de  $100 \text{ GeV}/c^2$  dans la référence [3] contre  $120 \text{ GeV}/c^2$  dans notre analyse ;
- La luminosité a changé, avec  $L = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  dans la référence [3] contre  $L = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  dans notre analyse.

Finalement, ATLAS semble à même d'assurer les performances nécessaires à la recherche du Higgs en paires de photons grâce à une bonne efficacité d'identification des photons et de réjection des jets.

## 4.5 Perspectives et conclusion

L'analyse présentée dans cette thèse, consistant à appliquer des coupures sur des variables discriminantes, n'est pas optimale puisqu'elle n'utilise pas des informations telles que la forme des distributions ou la possible corrélation entre les variables. Il convient donc de s'intéresser au pouvoir discriminant de chaque variable et à la corrélation entre les variables pour améliorer la méthode d'analyse.

### 4.5.1 Qualité de la discrimination des variables

Pour estimer le pouvoir discriminant de chaque variable, nous utilisons un estimateur appelé "séparation" [29, 30]. L'estimateur est donné par :

$$\langle s^2 \rangle = \frac{1}{2} \int \frac{(P_j(x) - P_\gamma(x))^2}{P_j(x) + P_\gamma(x)} dx, \quad (4.13)$$

où  $x$  représente la variable pour laquelle on calcule la séparation,  $P_\gamma(x)$  et  $P_j(x)$  représentent la distribution de probabilité pour qu'un cluster soit originaire d'un photon ou d'un jet. Plus la séparation  $\langle s^2 \rangle$  est proche de l'unité pour une variable donnée, plus cette variable est discriminante. Le tableau 4.12 montre les valeurs de séparation obtenues pour chaque variable discriminante dans les différents intervalles en  $\eta$ , à partir de lots de photons de Higgs et de dijets. Il apparaît que les variables  $R_\eta$ ,  $\Delta E$ ,  $\Delta E_{2max}$  sont les variables permettant la meilleure séparation, ce que l'on peut constater visuellement sur la figure 4.7.

	$0 \leq \eta \leq 2,37$	$0 \leq \eta \leq 0,75$	$0,75 \leq \eta \leq 1,37$	$1,52 \leq \eta \leq 1,8$	$1,8 \leq \eta \leq 2,0$	$2,0 \leq \eta \leq 2,37$
$E_{had}/E_T$	0.16	0.15	0.14	0.20	0.30	0.30
$R_\eta$	0.42	0.40	0.43	0.52	0.54	0.52
$R_\phi$	0.25	0.31	0.30	0.30	0.42	0.41
$\omega_{\eta^2}$	0.26	0.32	0.29	0.47	0.41	0.39
$\Delta E$	0.46	0.49	0.47	0.61	0.53	0.51
$\Delta E_{max2}$	0.51	0.57	0.49	0.65	0.53	0.55
$\omega_{tot1}$	0.38	0.53	0.47	0.58	0.41	0.54
$F_{side}$	0.26	0.38	0.31	0.46	0.42	0.51
$\omega_{3strips}$	0.09	0.14	0.14	0.25	0.30	0.37

TAB. 4.12 – Séparation obtenue entre les photons issus de  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et les jets provenant des événements dijets. Les valeurs élevées à grande pseudorapidité sont liées au manque de statistique pour les photons de Higgs.

### 4.5.2 Corrélations entre les variables

Si une corrélation très forte existe entre certaines variables, le nombre de variables vraiment utiles est moindre qu'escompté. En effet, couper sur l'une reviendrait à couper sur l'autre. La matrice de corrélation est construite pour les photons  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Chaque élément est donné par :

$$\rho_{\mu\nu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(x_{\mu i} - \bar{x}_\mu)(x_{\nu i} - \bar{x}_\nu)}{\sigma(x_\mu)\sigma(x_\nu)} \quad (4.14)$$

avec  $\bar{x}$  et  $\sigma(x)$  respectivement la moyenne et la dispersion de la distribution de la variable  $x$ , et  $N$  est le nombre d'événements. Le tableau 4.13 présente les résultats. Les deux sous-matrices représentent respectivement les contributions du second et premier compartiments du calorimètre électromagnétique. A cause de la précision numérique lors du calcul, les éléments diagonaux ne sont pas exactement à 1. Cela donne une erreur sur la précision de chaque élément de la matrice. Les variables des différents compartiments sont peu corrélées entre elles ( $\rho$  ne dépasse pas 35 % environ). A l'intérieur de chaque compartiment, on voit des couples très corrélés, en particulier ceux décrivant le développement latéral de la gerbe. Les couples de variables les plus corrélées sont :  $(\omega_{total}; \omega_{3strips})$ ,  $(R_\eta; \omega_{2c})$ ,  $(F_{side}; \omega_{3strips})$ ,  $(F_{side}; \omega_{total})$ ,  $(\Delta E; \Delta E_{2max})$ . La largeur de la gerbe dans 40 pistes (total) dépend de celle dans 3 pistes. L'isolation en  $\eta$  mesure une "concentration" d'énergie déposée, liée à la largeur de la gerbe en  $\eta$  qui mesure une "dilution" de l'énergie déposée, ce qui justifie le signe - de leur coefficient de corrélation. La fraction d'énergie hors du cœur de la gerbe dans 3 pistes sera d'autant plus grande que la largeur de la gerbe est grande,

dans 3 pistes ou 40 pistes. Enfin,  $\Delta E$  et  $\Delta E_{2max}$  sont corrélés par construction.

	<i>hadr</i>	$R_\eta$	$R_\phi$	$\omega_{\eta 2c}$	$\Delta E$	$\Delta E_{2max}$	$\omega_{total}$	$F_{side}$	$\omega_{3strips}$
<i>hadr</i>	0.992	-0.125	0.030	-0.053	0.197	0.145	-0.097	0.171	-0.019
$R_\eta$	-0.125	1.000	0.234	<b>-0.718</b>	-0.292	-0.421	-0.005	0.070	-0.089
$R_\phi$	0.030	0.234	1.000	-0.250	-0.023	-0.177	-0.300	-0.181	-0.371
$\omega_{\eta 2c}$	-0.053	<b>-0.718</b>	-0.250	0.999	0.123	0.314	-0.015	-0.175	0.093
$\Delta E$	0.197	-0.292	-0.023	0.123	0.999	<b>0.572</b>	-0.126	0.035	-0.085
$\Delta E_{2max}$	0.145	-0.421	-0.177	0.314	<b>0.572</b>	0.998	0.082	0.141	0.155
$\omega_{total}$	-0.097	-0.005	-0.300	-0.015	-0.126	0.082	1.000	<b>0.497</b>	<b>0.765</b>
$F_{side}$	0.171	0.070	-0.181	-0.175	0.035	0.141	<b>0.497</b>	1.000	<b>0.613</b>
$\omega_{3strips}$	-0.019	-0.089	-0.371	0.093	-0.085	0.155	<b>0.765</b>	<b>0.613</b>	1.000

TAB. 4.13 – Matrice de corrélation pour le signal dans les événements issus de photons du Higgs entre 50 et 60 GeV à basse luminosité.

### 4.5.3 Analyse multidimensionnelle

A partir de cette notion de corrélation entre variables et de l'existence de variables permettant de mieux séparer les photons des jets, est née l'idée d'utiliser une méthode de rapport de vraisemblance à partir des variables qui permettent la meilleure séparation, en ne gardant que des variables non corrélées. Une première étude a été entamée au sein d'ATLAS, reposant sur un rapport de vraisemblance construit à partir des distributions des variables discriminantes pour les deux classes d'événements ( $\gamma$  pour photons et  $j$  pour jet) qui doivent être séparées. Idéalement, pour les  $N$  variables discriminantes utilisées dans l'analyse, le rapport de vraisemblance peut s'écrire sous la forme :

$$D_{\text{cluster}} = \frac{\mathcal{L}^\gamma(x_1, \dots, x_N)}{\mathcal{L}^\gamma(x_1, \dots, x_N) + \mathcal{L}^j(x_1, \dots, x_N)} \quad (4.15)$$

où  $\mathcal{L}^\gamma = g^\gamma(x_1, \dots, x_N)$  est la distribution de densité de probabilité à  $N$  dimensions pour l'hypothèse photon, et  $\mathcal{L}^j = g^j(x_1, \dots, x_N)$  pour l'hypothèse jet. Ces distributions de densité de probabilité sont obtenues à partir des histogrammes des variables discriminantes, en appliquant une procédure de lissage de Minuit [31]. Une telle procédure à  $N$  dimensions est difficile à contrôler : en dehors des aspects purement techniques, le lot d'événements est le plus souvent trop faible pour remplir correctement l'espace des phases, impliquant alors une grande sensibilité aux fluctuations statistiques dans chaque intervalle. Ainsi, on peut dans une première approche négliger les corrélations entre variables.  $D_{\text{cluster}}$  s'écrit alors :

$$D_{\text{cluster}} = \frac{\prod_i P_i^\gamma(x_i)}{\prod_i P_i^\gamma(x_i) + \prod_i P_i^j(x_i)} \quad (4.16)$$

où  $P_i^\gamma(x_i)$  (resp.  $P_i^j(x_i)$ ) est la distribution de densité de probabilité à une dimension de la variable discriminante  $x_i$  pour les événements de chaque hypothèse. Un certain nombre de points méritent d'être soulignés :

- par construction,  $D_{\text{cluster}}$  tend vers 1 pour les événements de la classe photons et tend vers 0 pour les événements de la classe jets ;
- si une variable discriminante  $x_i$  n'est pas utile ( $P_i^\gamma(x_i) \sim P_i^j(x_i)$ ), elle ne dilue pas l'information des autres variables discriminantes ;
- s'il n'y a pas de corrélations entre les différentes variables, alors  $D_{\text{cluster}}$  est optimale ;
- s'il y a des corrélations entre les différentes variables discriminantes, de l'information est alors perdue. Cependant, l'utilisation de  $D_{\text{cluster}}$  comme nouvelle variable discriminante n'introduit pas de biais dans l'analyse. Toutefois, si un trop grand nombre de variables corrélées est introduit on risque de diluer le pouvoir discriminant de la méthode, d'où l'intérêt d'identifier les plus discriminantes.

Le programme d'identification des électrons de bas  $P_T$  dans les jets développés au LPNHE et à l'INP de Cracovie [30], qui utilise ce type d'analyse, a été adapté pour les besoins de cette étude. La figure 4.15 montre la distribution de  $D_{\text{cluster}}$  obtenue à basse luminosité pour les clusters issus de  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et de dijets. Le déclenchement de niveau 1 et les critères utilisant le détecteur interne ont déjà été appliqués.

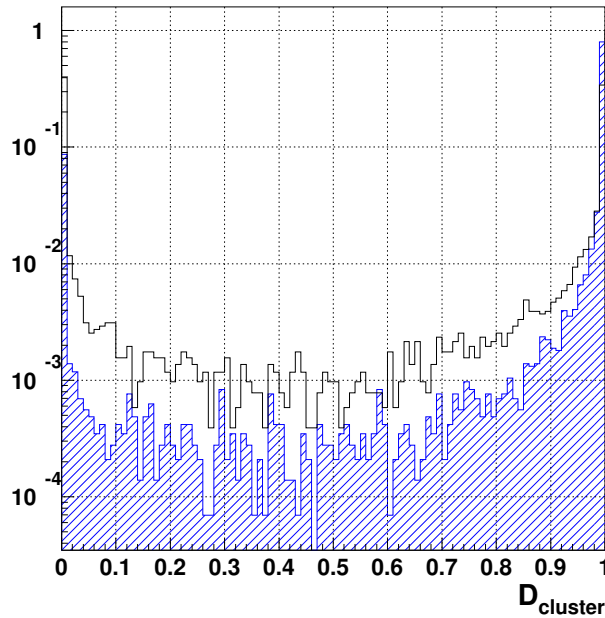


FIG. 4.15 – Distribution de  $D_{\text{cluster}}$  pour les photons issus de  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (histogramme hachuré) et de dijets (histogramme vide) à basse luminosité. Le déclenchement de niveau 1 et les critères utilisant le détecteur interne ont déjà été appliqués.

En faisant varier le seuil sur la coupure en  $D_{\text{cluster}}$  on peut alors aisément obtenir la réjection attendue pour différentes valeurs d'efficacité d'identification des photons. En optimisant le seuil pour obtenir la même efficacité d'identification des photons que dans l'analyse "standard" on trouve alors une réjection identique (à quelques pour cents près). La différence est non significative compte tenu des incertitudes.



On peut noter que si la distribution pour les photons est plutôt piquée à 1 (la figure 4.15 a une échelle verticale logarithmique) pour les di-jets il y a d'une part des queues extrêmement importantes (signe que les variables sont corrélées) et surtout un grand nombre de clusters ayant un  $D_{\text{cluster}}$  proche de 1. Ceci est dû en particulier à la variable  $R_\phi(3 \times 3)$  qui empêche d'avoir une réjection plus importante. De plus pour construire cet estimateur seuls 20% des événements di-jets et la totalité des événements photons ont été utilisés pour construire les densités de probabilité des fonctions. Ceci n'est pas rigoureux car les mêmes événements photons ont été utilisés pour estimer l'efficacité. Cependant, même avec cette technique, certains intervalles en  $(\eta, E_T)$  pour le signal sont peu peuplés. Il est alors plus difficile de déterminer la forme de la distribution (nécessaire pour cette analyse) que le seuil à appliquer pour l'analyse en coupure (analyse dite "standard").

De plus amples études seront nécessaires pour voir si une analyse basée sur une approche de vraisemblance peuvent être menée à bien. Cette étude pourra passer par un autre choix de variables discriminantes ou par l'utilisation des corrélations (méthode de Fischer ou réseau de neurones) entre les variables.

#### 4.5.4 Amélioration de l'analyse

Afin d'améliorer l'analyse, il conviendrait d'utiliser un algorithme de reconstruction des conversions plus élaboré, permettant, à partir de la forme des traces, d'identifier ces conversions. De plus, comme nous l'avons vu, différentes normalisations existent. Dans notre étude, nous avons utilisé une normalisation au nombre de jets reconstruits par ATLFAST puisque nous utilisons de tels données lors de l'analyse du potentiel de découverte du Higgs. Cependant, nous avons utilisé une simulation complète pour déterminer le pouvoir de réjection des jets, de sorte, qu'il conviendrait, pour améliorer l'étude, de développer une normalisation au niveau des jets reconstruits par la simulation complète.

#### 4.5.5 Conclusion

Nous avons décrit les différentes étapes permettant de reconstruire et d'identifier les photons issus de  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Le choix des variables discriminantes permet d'établir une bonne efficacité d'identification des photons, tout en rejetant suffisamment les jets. Pour une efficacité d'identification de 80 %, une réjection sur les jets QCD de 7172 peut être atteinte. Puisque le bruit de fond réductible contient deux contributions, une dominée par les jets de quarks, l'autre dominée par les jets de gluons, nous avons distingué ces réjections. Il a été mis en évidence que le facteur de réjection sur les jets originaires des gluons est de l'ordre de 7 fois supérieure à celui de jets issus d'un quark.

Ces performances seront utilisées dans la suite de l'analyse. Grâce à cette réjection, nous verrons dans le chapitre suivant que le bruit de fond réductible est inférieur au bruit de fond irréductible, de sorte que l'extraction d'un signal di-photons issu du Higgs au-dessus d'un continuum de photons devient possible.

# Bibliographie

- [1] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40, 15 décembre 1996.
- [2] ATLAS collaboration, ATLAS detector and physics performance Technical Design Report, vol. 1, 1999, CERN/LHC 99-14, ATLAS-TDR-14.
- [3] M. Wielers, Isolation of photons, ATL-PHYS-2002-004.  
M. Wielers, Isolation of Electrons and Photons on the Second Level Trigger, ATL-DAQ-2000-026.  
M. Wielers, Photon Identification with the ATLAS detector, ATL-PHYS-99-016.  
M. Wielers, Performance Studies of the High Level Electron Trigger, ATL-COM-DAQ-2003-020.
- [4] Site internet de ATLAS DC1 Task Force :  
[http : //atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DC/DC1/Data\\_Challenge1.030425.pdf](http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DC/DC1/Data_Challenge1.030425.pdf).
- [5] S. Corréard et al., b-tagging with DC1 data 2003, ATL-COM-PHYS-2003-049.
- [6] ATLAS Collaboration, ATLAS Data Challenge DC1, ATL-SOFT-2003-012.
- [7] Sjöstrand T. et al., Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74 ;  
Sjöstrand T., *Pythia 6.206*, LU TP 01-02 [hep-ph/0108264] 2002.
- [8] Rene Brun, Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. [http ://root.cern.ch/](http://root.cern.ch/)
- [9] Site internet de ATLSIM :  
[http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/simulation.html#atlsim](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DOCUMENTS/simulation.html#atlsim)
- [10] Application Software Group, CERN program library long writeup W5013.  
[http ://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html](http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html)

- [11] Site internet de Athena :  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/OO/architecture/index.html>
- [12] R. Brun, D. Lienart. HBOOK users guide (Version 4), Program Library Y250. CERN, 1987.
- [13] Site internet de D. Rousseau :  
<http://droussea.home.cern.ch/droussea/cbnt/cbnt.html>
- [14] Site internet de l'interface de management d'ATLAS (AMI) :  
<http://isnpx1158.in2p3.fr:8180/AMI/>.
- [15] Ian Hinchliffe, priv. comm.
- [16] ATLAS collaboration, TDR High-level trigger data acquisition and controls, 2003, CERN/LHCC/2003-022, ATLAS TDR 016.
- [17] E. F. Eisenhandler, ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger Algorithms, ATL-DAQ-2004-011.
- [18] Baines J. et al., Performance studies of the high Level electron trigger, 2003, ATL-COM-DAQ-2003-020.
- [19] Site internet du groupe de travail argon liquide :  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQUARGSOFF/Reconstruction/Code/LArClusterRec/>
- [20] B. Aubert et al. (collaboration RD3), NIM A309 (1991) 438.
- [21] I. Gavrilenko, Description of Global Pattern Recognition Program (xKalman), ATLAS Internal Note, ATLAS-INDET-97-165 (1997).  
<http://maupiti.lbl.gov/atlas/xkal/xkalmanpp/index.en.html>.
- [22] R. Clifft, A. Poppleton, IPATREC : inner detector pattern-recognition and track-fitting, ATLAS Internal Note, ATLAS-SOFT-94-009 (1994).
- [23] U. Egede, PhD. Thesis, Lund University LUNFD6/NFFL-7150 (1997).
- [24] Site internet du groupe PESA (Physics and Events Selection Architecture) :  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/PESA/pesa.html>.
- [25] G. Unal, private communication.
- [26] G. Unal, private communication.

- [27] M. Wielers, Proposed Particle Level Filter for DC1 :  
[http : //m.home.cern.ch/m/mwielers/www/filter\\_proposal.html](http://m.home.cern.ch/m/mwielers/www/filter_proposal.html).
- [28] F. Gianotti, I. Vichou, Study of gamma/jet separation with the ATLAS detector, ATL-PHYS-96-078 ; ATL-GE-PN-78, 19 février 1996.
- [29] S. Versille, La violation de CP dans Babar : étiquetage des mésons  $B$  et étude du canal  $B \rightarrow 3\pi$ , 1999, Thèse de doctorat, Université Paris XI.
- [30] F. Derue, A. Kaczmarska, Soft electron identification and b-tagging with DC1 data ATL-PHYS-2004-026.
- [31] R. Bock, R. Brun, O. Couet, J.C. Marin, R. Nierhaus, L. Pape, N. Saumon, C. Vandoni, P. Zancarini (CERN and Annecy, LAPP), PAW : towards a Physics Analysis Workstation, CERN-DD/87/5, Feb 1987, Comput. Phys. Commun. 45 : 181-190, 1987, Asilomar Computing H. E. Phys. 1987 : 181 (QCD201 : T5 : 1987), [http : //wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/](http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/)



# Chapitre 5

## Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

### 5.1 Introduction

Dans les régions de basse masse, le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  est important et permet de couvrir un intervalle de masse du Higgs où une découverte par d'autres voies serait difficile. En effet, ce canal présente un pic de masse étroit au-dessus d'un continuum de bruit de fond monotone. Par ajustement sur le bruit de fond et soustraction de celui-ci (Fig. 5.1), on peut reconstruire la masse du Higgs. Le rapport d'embranchement étant très faible, de l'ordre de 0,0021 (voir chapitre 1), la mise en évidence du boson de Higgs dans ce canal nécessite une excellente reconstruction par le calorimètre électromagnétique.

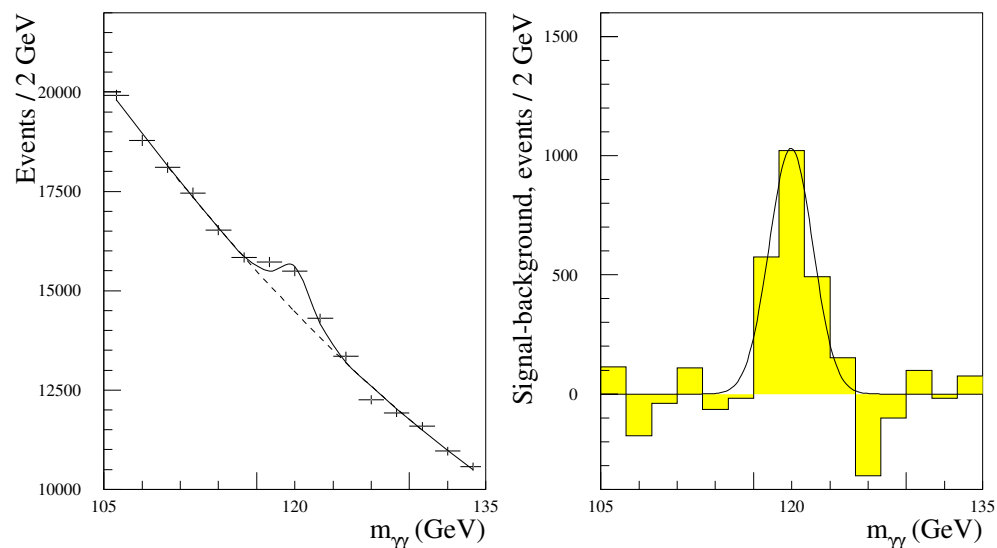


FIG. 5.1 – *Distribution en masse invariante de paire de photons (gauche). Par soustraction du bruit de fond, on peut remonter à la masse du Higgs (droite) [1].*

L'analyse de référence d'ATLAS sur ce sujet a été officialisée en 1999 lors de la rédaction du Technical Design Report (TDR) de physique d'ATLAS [1]. Elle s'est faite à l'ordre le plus bas (LO) du développement perturbatif, avec Pythia 5.7 et en utilisant la paramétrisation CTEQ2L de la densité de partons dans le

proton. Le tableau 5.1 présente le potentiel de découverte du Higgs à basse et haute luminosité dans ce canal dans l'analyse du TDR, ainsi que les sections efficaces, rapports d'embranchement, acceptances et résolutions en masse attendues à haute luminosité pour le signal.

masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	80	90	100	110	120	130	140	150
signal production directe	502	655	947	1110	1190	1110	915	617
signal (WH, ZH, $t\bar{t}H$ )	85	76	98	97	93	76	58	35
bruit irréductible $\gamma\gamma$	41700	41000	41400	35000	29000	24700	20600	16900
bruit jet-jet	5400	5600	5950	5300	4600	4100	3550	3050
bruit $\gamma$ -jet	12500	10600	9100	7000	5800	4900	4100	3400
bruit $Z \rightarrow ee$	-	< 70	-	-	-	-	-	-
significance pour $100 \text{ fb}^{-1}$	2,4	3,1	4,4	5,6	6,5	6,5	5,8	4,3
significance pour $30 \text{ fb}^{-1}$	1,5	1,9	2,7	3,4	3,9	4,0	3,5	2,6
masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	80	90	100	110	120	130	140	150
sections efficaces (pb)	38,4	32,4	27,8	24,2	21,2	18,8	17,0	15,4
rapports d'embranchement	0,089	0,019	0,153	0,190	0,219	0,222	0,193	0,138
$\sigma \times BR(\text{fb})$	34,2	38,6	42,5	46,0	46,4	41,8	32,8	21,2
acceptance	0,29	0,38	0,44	0,48	0,51	0,53	0,55	0,58
résol. en masse $\sigma'$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	1,11	1,20	1,31	1,37	1,43	1,55	1,66	1,74

TAB. 5.1 – *Haut* : Nombre d'événements attendus dans la fenêtre de masse à  $\pm 1,4\sigma'$ , autour de la masse du Higgs, pour chaque contribution du signal et du bruit de fond pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$  et potentiel d'observation du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  prévu par l'analyse TDR. *Bas* : Sections efficaces, rapports d'embranchement, acceptances et résolutions en masse attendues à haute luminosité pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  en fonction de la masse du Higgs, par le TDR.

A l'époque de la rédaction du TDR, la contrainte directe sur la masse du Higgs était  $M_H \geq 90 \text{ GeV}/c^2$  [2]. Depuis, de meilleures contraintes ont été apportées sur sa masse. D'une part, les contraintes de recherche directe et indirecte par les accélérateurs ont abouti à la contrainte  $M_H > 114,4 \text{ GeV}/c^2$  [3], et  $M_H < 260 \text{ GeV}/c^2$  [4] à 95 % de niveau de confiance, de sorte que les groupes de travail peuvent désormais focaliser leurs analyses sur des gammes d'extensions plus faibles de la masse de Higgs.

Les taux de production des événements de Higgs sont directement reliés à la section efficace des processus mis en jeu<sup>1</sup>. Chaque section efficace s'écrit comme un développement perturbatif dont la convergence augmente avec l'ordre (Fig. 5.2). La variable  $\frac{\sigma^{N^{k+1}LO} - \sigma^{N^kLO}}{\sigma^{N^kLO}}$  donne une indication sur l'incertitude de la section efficace due au développement perturbatif à l'ordre  $k$ . Chaque ordre est soumis à des incertitudes liées aux densités de partons, aux échelles de renormalisation, de factorisation, de fragmentation. Il faut retenir que les incertitudes diminuent avec l'augmentation de l'ordre du développement perturbatif, de sorte que les prédictions à l'ordre NLO

<sup>1</sup> $N = \sigma\mathcal{L}$ , où  $N$  est le nombre d'événements observé du processus étudié,  $\sigma$  sa section efficace et  $\mathcal{L}$  la luminosité intégrée

permettent d'obtenir une précision accrue sur le potentiel de découverte du Higgs dans ce canal. Depuis le TDR, des calculs à l'ordre NLO ont été accomplis par plusieurs équipes de phénoménologues tant pour le signal [5, 6, 7, 8] que le bruit de fond [8, 9, 10].

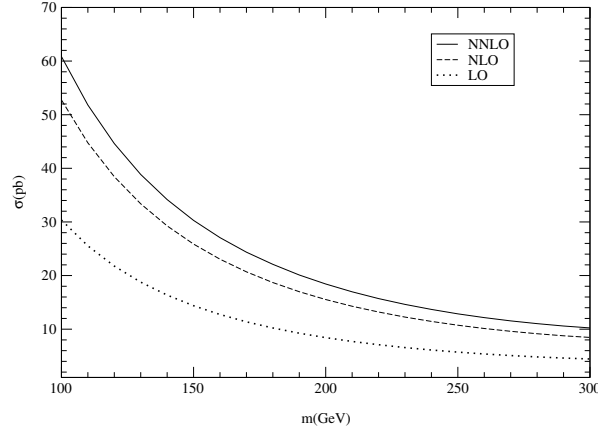


FIG. 5.2 – Section efficace totale  $\sigma_{\text{tot}}$  en incluant tous les canaux en fonction de la masse du Higgs à  $\sqrt{s} = 14$  TeV avec  $\mu = m$ ; NNLO (ligne pleine), NLO (ligne en tirets) et LO (ligne pointillée) [6]. La section efficace converge avec l'ordre du développement perturbatif.

Par ailleurs, un autre progrès théorique est intervenu concernant la maîtrise des densités de partons utilisées pour calculer les sections efficaces au LHC [11]. En effet, dans le cas d'un processus faisant intervenir des particules non ponctuelles, il n'est pas possible de connaître à priori les caractéristiques des partons rentrant en interaction parmi ceux confinés dans les particules incidentes. Chaque parton pouvant exister au sein de la particule composée, quark de valence, quark de la mer ou gluon, a une certaine probabilité variant avec l'énergie  $Q$  d'intervenir dans la réaction en emportant une fraction  $x$  de l'impulsion du proton incident. La section efficace est donc une convolution de la section efficace partonique avec la densité de probabilité d'un parton dans le proton :

$$\sigma_{ij \rightarrow k} = \int dx_1 \int dx_2 f_i^1(x_1, Q) f_j^2(x_2, Q) \hat{\sigma}_{ij \rightarrow k} \quad (5.1)$$

où  $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}$  est la section efficace partonique.

Les densités de partons sont obtenues par un ajustement sur les données de différentes expériences. Les prédictions diffèrent entre les groupes d'étude suivant les formes des paramétrisations adoptées ou les hypothèses théoriques mises en œuvre. En fait, bien que les calculs NNLO soient menés de manière exacte au niveau partonique, ce n'est pas le cas pour les densités de partons pour des raisons de méconnaissances théoriques.

Les densités de partons sont soumises à des incertitudes provenant soit des distributions obtenues par un ajustement global sur les données de diffusion profondément inélastique, processus de Drell-Yan ou processus hadroniques, soit de l'évolution DGLAP [12] aux hautes énergies du Tevatron ou du LHC. De nouvelles paramétrisations des densités de partons tenant compte de ces incertitudes



ont émergé en 2002 (Alekhin [13], CTEQ6M [11], MRST [14]). La nouveauté apportée par ces groupes tient à la mise à disposition des expérimentateurs non plus d'une paramétrisation unique (nominale) correspondant à la meilleure valeur de  $\chi^2$  de l'ajustement des données, mais en un ensemble de paramétrisations extrêmes, donnant une maîtrise des erreurs associées à l'utilisation de la paramétrisation nominale. Il est ainsi possible d'étudier l'incertitude sur les processus mis en jeu pour la production du Higgs, due à la méconnaissance de la structure du proton.

L'objet de l'analyse présentée dans cette thèse est de réétudier le potentiel de découverte d'Atlas pour le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  en utilisant ces nouveaux outils. Nous étudierons dans une première partie les bruits de fond pour cette recherche. Ils se regroupent en deux sous-ensembles : le bruit de fond irréductible, avec deux vrais photons dans l'état final, et le bruit de fond réductible, avec un ou plusieurs jets mal identifiés comme des photons. Nous étudierons les sections efficaces du bruit de fond irréductible calculés au NLO. Puis nous évaluerons les contributions du bruit de fond réductible en nous servant des réjections obtenues au chapitre précédent. Puis nous détaillerons les sections efficaces de production du Higgs à l'ordre NLO. Afin de bien contraindre la fenêtre de masse optimale pour découvrir le boson de Higgs, nous étudierons la reconstruction du système diphotons dans une simulation complète du détecteur, en utilisant les données de DC1. Enfin, nous présenterons le potentiel de découverte d'ATLAS pour ce canal, par une analyse analogue à celle du TDR, mise à jour par les progrès théoriques et une simulation plus réaliste du détecteur, puis par une analyse alternative utilisant une technique de maximum de vraisemblance.

## 5.2 Le bruit de fond

Le bruit de fond se décompose en deux parties : le bruit de fond irréductible, composé d'événements avec deux vrais photons et le bruit de fond réductible, composé d'événements avec un ou deux jets confondus avec des photons.

### 5.2.1 Le bruit de fond irréductible

Le bruit de fond irréductible est constitué des événements produisant des paires de photons directs. Trois processus dont les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 5.3 contribuent à cet état final :

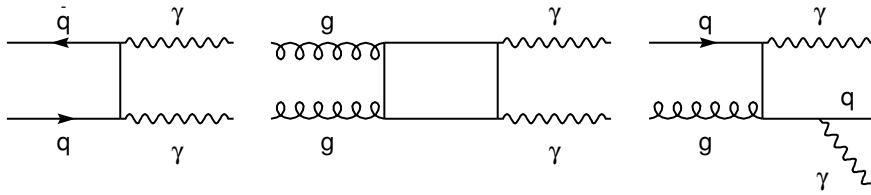


FIG. 5.3 – Diagrammes de Feynman des processus de bruit de fond irréductible : processus de Born (gauche), la « boîte » (box, au milieu), et le rayonnement de freinage (bremsstrahlung, à droite).

- le processus de Born, correspondant à l'annihilation d'une paire de quark-antiquark  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ , d'ordre  $\alpha_{QED}^2$
- le processus de la boîte (box), correspondant à la fusion de gluons en photons par l'intermédiaire d'une boucle de quarks  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ , d'ordre  $\alpha_s^2 \alpha_{QED}^2$
- le processus de rayonnement de photons dans l'interaction d'un quark et d'un gluon  $qg \rightarrow q\gamma\gamma$ , appelé bremsstrahlung. Il constitue une correction d'ordre supérieur au processus de Born, mais est présenté en même temps que les autres processus d'ordre le plus bas, car son ordre supérieur est compensé par l'effet de la densité de gluon très supérieure aux densités de quarks pour les énergies du LHC.

De même, bien que l'ordre en  $\alpha$  du diagramme de la boîte soit supérieur à celui du processus de Born, au LHC, la densité de gluon dans le proton est bien plus grande que celle des quarks, de sorte que les sections efficaces de ces deux processus sont du même ordre de grandeur. Les processus de Born et la boîte sont purement irréductibles en raison de la présence de vrais photons dans l'état final. Le processus de bremsstrahlung, en raison d'émission d'un photon collinéaire au jet, n'est pas purement irréductible. Nous le classons comme tel car dans un grand nombre de cas le jet n'empêche pas le photon d'être isolé.

Pythia permet de calculer les processus de Born  $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$  (défini par ISUB=18 dans Pythia) et la boîte  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  (ISUB=114) à l'ordre fondamental LO. La figure 5.4 présente la section efficace différentielle de ce bruit de fond irréductible, en le générant avec Pythia 6.224 et en utilisant la densité de parton dans le proton (pdf) CTEQ6L1. La section efficace du bruit de fond irréductible est environ 10 fois plus importante que celle du signal.

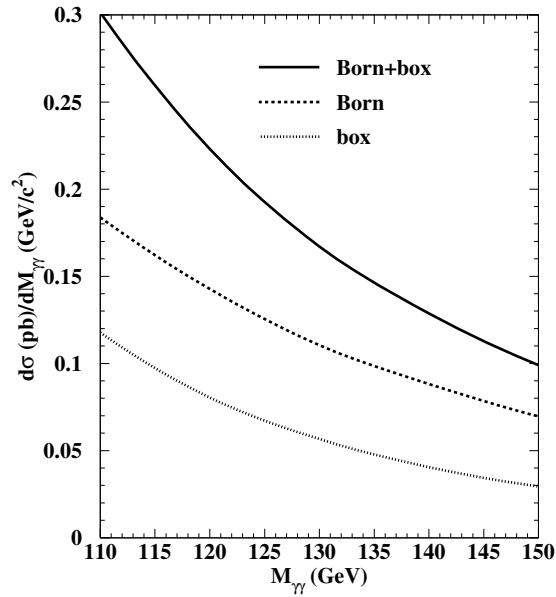


FIG. 5.4 – Sections efficaces différentielles à l'ordre fondamental en fonction de la masse invariante de la paire de photons pour le bruit de fond irréductible et le signal avec la pdf CTEQ6L1 et une coupure sur l'impulsion transverse des photons de  $P_T > 25$  GeV/c.

Le processus de bremsstrahlung n'est pas spécifiquement inclus dans Pythia. Il est possible d'utiliser les processus  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  (ISUB 14),  $gg \rightarrow g\gamma$  (ISUB 29) et  $qg \rightarrow \gamma q$  (ISUB 115), utilisés dans le cadre du bruit réductible, mais cela conduit à un double comptage entre le processus dur au niveau partonique et l'implémentation du rayonnement de hadrons à partir des quarks et gluons initiaux (parton shower). Par ailleurs, Pythia ne décrit pas le spectre en  $P_T$  de manière correcte. L'utilisation de programmes au NLO est nécessaire pour obtenir une distribution crédible du spectre en impulsion transverse lié à ce processus.

### 5.2.1.1 Calculs au NLO

Deux programmes sont disponibles pour calculer le bruit irréductible au NLO : Diphox [10] et ResBos [15]. Ces programmes utilisent le théorème de factorisation [16] :

$$d\sigma = \sum_i d\sigma_i \otimes f_i(x, Q^2) \quad (5.2)$$

qui montre que la section efficace d'un événement de physique au LHC s'écrit comme la convolution entre une section efficace partonique, c'est-à-dire une physique à courte distance calculable en QCD par les éléments de matrice, et une densité de partons, c'est-à-dire une physique à longue distance, non perturbative. L'échelle  $Q$  qui intervient dans cette section efficace est l'échelle de factorisation. Lorsque les quarks, constituant des « fragments » du processus dur s'hadronisent, certains se désintègrent ensuite en photons. De manière analogue à l'échelle de factorisation, une échelle de fragmentation est associée avec cette émission.

Par ailleurs, le calcul des corrections d'ordre supérieur implique une évolution de la constante de couplage  $\alpha_s$  qui varie suivant les équations du groupe de renormalisation :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \text{Log} \left( \frac{Q^2}{\mu_R^2} \right)} \quad (5.3)$$

Cette renormalisation fait intervenir une dépendance dans une échelle  $\mu_R$ , non physique, qui dépend du schéma de renormalisation et qui apparaît du fait de la troncature de la série de perturbation. Il apparaît alors dans la section efficace des corrections logarithmiques en  $\text{Log}(P_T/\mu_R)/P_T^2$ , divergentes pour  $P_T \ll \mu_R$ . La procédure qui évite cette divergence est appelée resommation et sera détaillée dans la suite. La dépendance de la section efficace avec l'échelle doit être considérée comme une erreur systématique sur cette section efficace et sera étudiée dans ce chapitre.

### 5.2.1.2 Diphox

Le programme Diphox implémente le calcul QCD au NLO de  $q\bar{q} + (\bar{q})g \rightarrow \gamma\gamma X$  et le calcul QCD au LO de  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ . Il inclut la fragmentation des partons en photons, de manière unique (un seul parton) et double (pour les deux partons), comme décrit sur la figure 5.5.

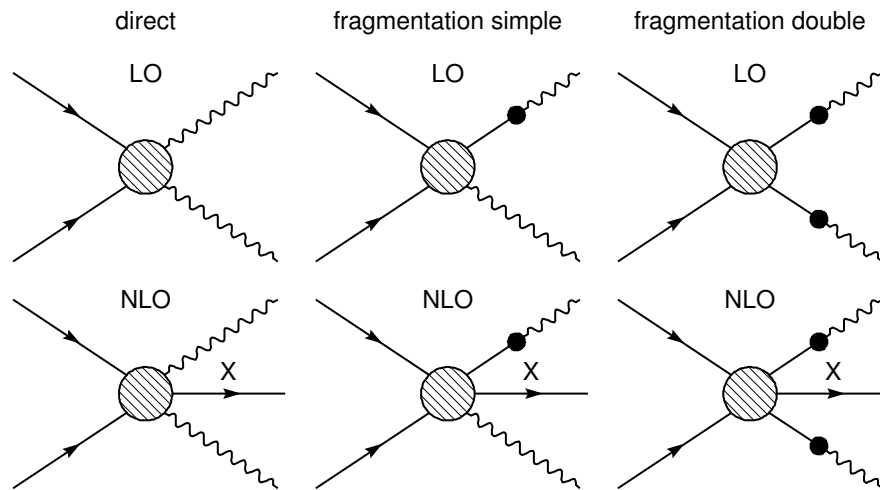


FIG. 5.5 – Nomenclature de la production directe, ou avec une ou deux fragmentations dans le programme Diphox.

Des singularités (divergences) apparaissent au NLO, dues aux émissions de photons collinéaires à l'un des partons. Elles sont régularisées par l'intégration analytique des émissions dans un cône de rayon  $R$  autour de chaque photon. Diphox découpe l'espace des phases en  $P_T$ . Ainsi sa prédiction du spectre en  $P_T$  de la paire de photons dépend du découpage de l'espace des phases, ce qui handicape son utilisation, puisque de délicats problèmes de convergences apparaissent (voir Fig. 5.8 de droite) dans la distribution en impulsion transverse à bas  $P_T$ , montrant un problème dans la méthode numérique implémentée.

Nous avons généré les événements avec  $|\eta| < 2,4$ , pour tenir compte de l'acceptance d'ATLAS pour la physique du Higgs. Un photon est gardé (comme isolé) si, dans un cône de  $R = 0,4$  centré sur le photon, la quantité d'énergie transverse hadronique est plus petite qu'une valeur  $E_{Tmax} < 15$  GeV. La coupure en  $P_T$  est de 25 GeV/c et la densité de probabilité utilisée est CTEQ6M. Il convient de préciser que les corrections au NLO de la boîte ne sont pas incluses dans Diphox, mais le sont dans ResBos.

### 5.2.1.3 ResBos

ResBos inclut les processus directs au NLO pour  $q\bar{q} + (\bar{q})g \rightarrow \gamma\gamma X$  et les corrections virtuelles et réelles (diagramme pentagone) à  $gg \rightarrow \gamma\gamma$ . Il inclut de plus la fragmentation à l'ordre LO. Les diagrammes de Feynman associés sont présentées sur la figure 5.6. Le cône utilisé est de 0,4.

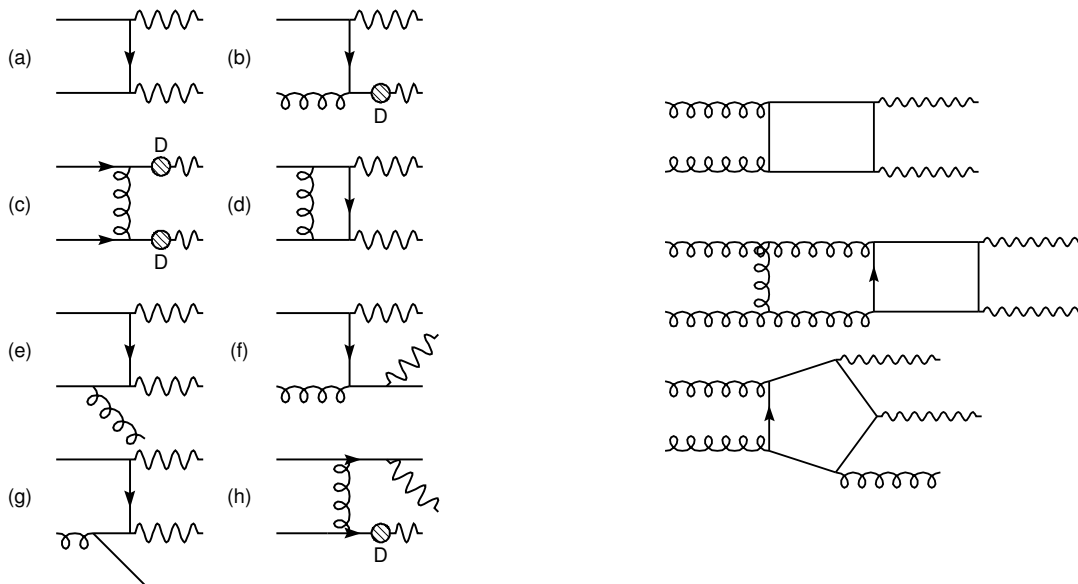


FIG. 5.6 – Diagrammes de Feynman dans le programme ResBos pour les processus de Born et bremsstrahlung (gauche) [8]. Seule la fragmentation unique est implémentée dans ResBos (le diagramme c n'est pas inclus, mais est en développement). La figure de droite présente les diagrammes de Feynman de la boîte, ainsi que les corrections à deux boucles virtuelles et le pentagone. Resbos contient en outre une resommation des gluons mous.

ResBos implémente une factorisation généralisée utilisant le formalisme de resommation de Collins, Soper et Sterman [17] pour prédire un spectre physique de la distribution en impulsion transverse  $P_T$  des photons. Le développement perturbatif de la section efficace est valide tant que l'échelle d'énergie considérée  $Q$  est de l'ordre de  $P_T$ . En revanche, quand  $P_T \ll Q$ , les termes en  $\text{Log}(P_T/Q)$  divergent. Comme nous l'avons dit il est alors nécessaire de faire une resommation de ces termes dans cette région. Le principe est de décomposer la section efficace différentielle en trois parties :

- La partie perturbative P, qui contient tous les termes du développement perturbatif, notamment les termes divergents.
- La partie asymptotique A, qui constitue la limite de la partie perturbative lorsque  $P_T$  tend vers 0. Cette partie contient donc les termes divergents seulement.
- La partie W contient les termes divergents seuls, rassemblés en une somme, de manière à éviter les divergences, donc «resommées». Cette sommation peut s'écrire en fonction d'une exponentielle d'un facteur, appelé facteur de Sudakov.

Si on soustrait A à P, on isole les termes non divergents, qui peuvent être traités normalement par une méthode Monte-Carlo. Les termes divergents restants sont isolés dans la contribution W. La combinaison s'écrit donc  $W+P-A$ . Comme la resommation n'est valide que pour les bas  $P_T$ , une fonction de pondération  $f$  (matching) est introduite sur les différentes parties de la section efficace afin d'assurer une transition douce et monotone entre les régions à bas  $P_T$  et les régions à haut  $P_T$ .

Finalement, la combinaison s'écrit  $fW+P-fA$ . Par ailleurs, on ajoute la contribution de fragmentation  $F$ , soit  $fW+P+F-fA$ . A la génération, les trois contributions sont créées : la partie  $W$ , contenant la resommation, la partie  $P$ , partie perturbative, et la partie  $A$ , qui contient uniquement les termes divergents en  $\log P_T/Q$ . La figure 5.7 présente les différentes contributions calculées par ResBos et la construction du spectre impulsion transverse correspondante pour le processus de Born. Pour le diagramme en boîte, la construction du spectre est accomplie avec une méthode analogue de séparation des contributions.

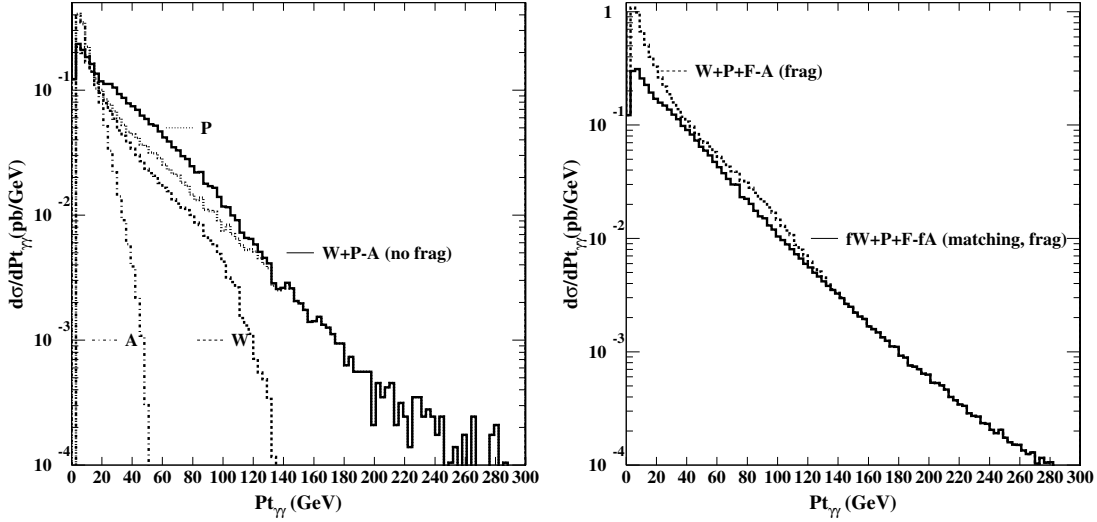


FIG. 5.7 – Construction du spectre en  $P_T$  du bruit de fond Born+brem avec ResBos. Les contributions  $W$ ,  $P+F$ ,  $A$  sont combinées suivant  $W+P+F-A$  (gauche). Droite : utilisation de la fonction d'ajustement  $f$  (matching) et visualisation de son effet. La fragmentation est activée. Dans cette thèse, nous utilisons la version avec fragmentation (inclusive).

#### 5.2.1.4 Comparaison entre programmes Monte-Carlo

La figure 5.8 montre les distributions en masse invariante et en impulsion transverse de la paire de photons pour les processus  $q\bar{q} + (\bar{q})g \rightarrow \gamma\gamma X$  générées par Diphox et ResBos. Le spectre de Diphox est au-dessus de celui de ResBos, car il possède une fragmentation plus évoluée. La distribution en  $P_T$  de Diphox montre une divergence infrarouge. La divergence puis le creux sont dues à la méthode d'isolation utilisant une fonction de Heaviside. Resbos présente un spectre continu en impulsion transverse, puisqu'il implémente une méthode de resommation.

La figure 5.9 de gauche présente les distributions en masse invariante et en impulsion transverse de la paire de photons pour le processus  $gg \rightarrow \gamma\gamma X$ . ResBos présente une section efficace plus importante que Diphox, justifiée par l'inclusion du calcul au NLO avec les corrections virtuelles à deux boucles et les corrections réelles d'émissions de gluons. Concernant la masse invariante, la courbe de Pythia est en assez bon accord avec ResBos pour les faibles valeurs de masse invariante, puisque

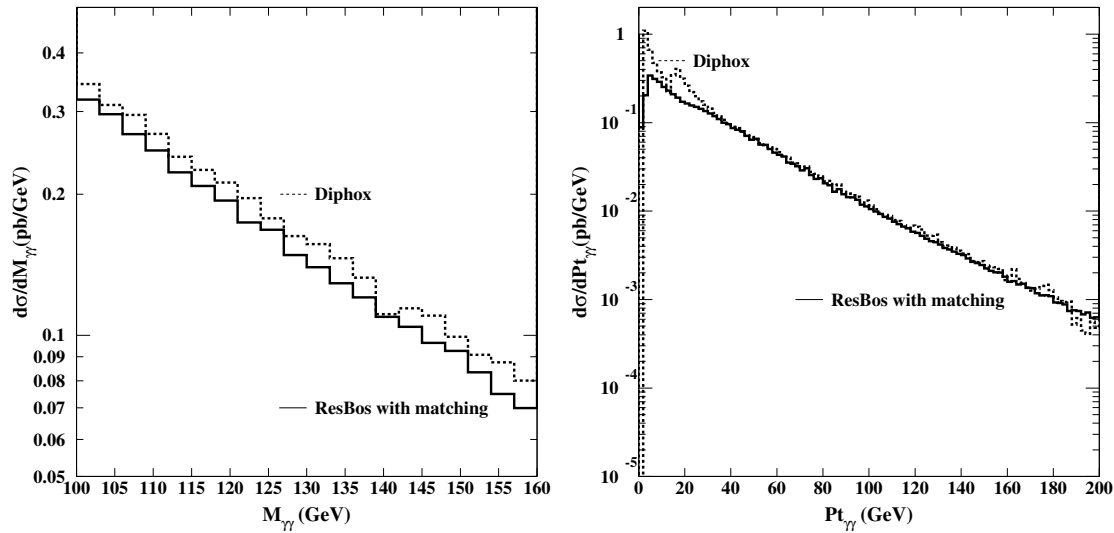


FIG. 5.8 – Distributions en masse invariante (gauche) et en impulsion transverse (droite) pour les processus  $q\bar{q} + (q')g \rightarrow \gamma\gamma X$  générées par Diphox et ResBos.

nous avons activé les rayonnements dans l'état initial et final, ce qui permet de reproduire qualitativement les contributions NLO. Cependant, par son implémentation des radiations de partons dans l'état final, le spectre de Pythia décroît plus vite que celui de ResBos. Le calcul théorique de Bern, Dixon, Schmidt [18] présente un très bon accord avec Diphox au LO. Au NLO, il est inférieur à la prédiction de ResBos en raison de la non inclusion des effets de resommation. Pour l'impulsion transverse, le spectre de Pythia n'a pas une allure physique. Ce sont les radiations dans l'état initial qui donnent son spectre en  $P_T$ .

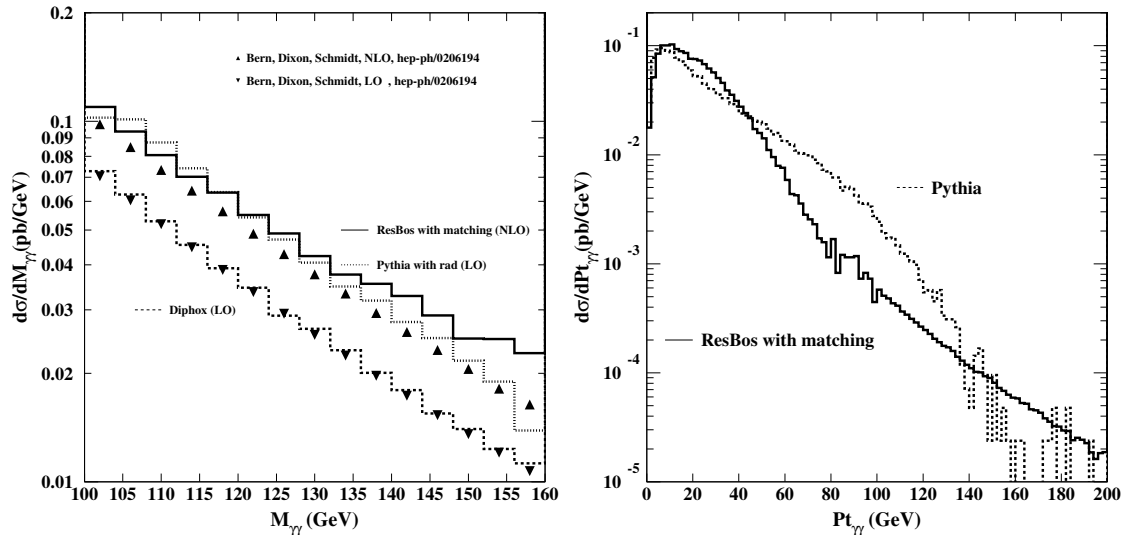


FIG. 5.9 – Gauche : Distributions en masse invariante pour le processus  $gg \rightarrow \gamma\gamma X$  générées par Diphox, Pythia, ResBos et le calcul de Bern, Dixon, Schmidt. Droite : Distributions en impulsion transverse pour le processus  $gg \rightarrow \gamma\gamma X$  générées par Pythia et ResBos.

La figure 5.10 montre la distribution en impulsion transverse obtenue avec ResBos, contenant une resommation des termes divergents, et avec les calculs de Bern, Dixon et Schmidt [9], sans resommation. Cela justifie la différence à bas  $P_T$ , et la concordance entre les spectres à haut  $P_T$ . En conséquence, c'est seulement avec l'avènement de programmes comme ResBos que l'on peut faire reposer une analyse sur le spectre en impulsion transverse  $P_T$  de la paire de photons. Nous utiliserons donc ResBos pour l'analyse.

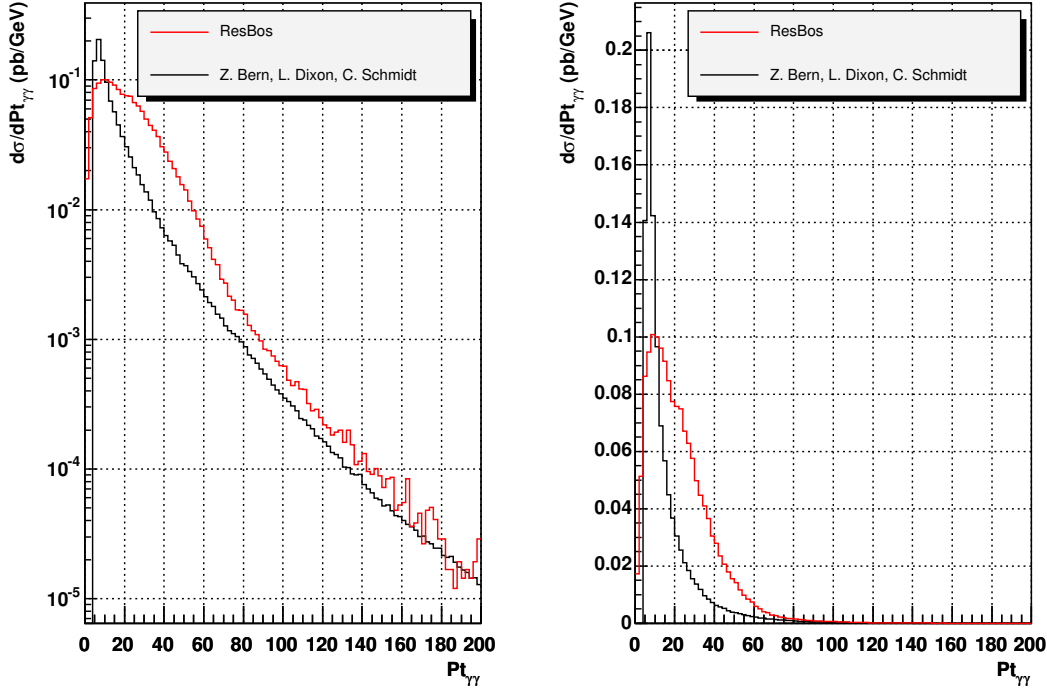


FIG. 5.10 – Comparaison entre la distribution en impulsion transverse de la paire de photons obtenue avec ResBos et avec les calculs de Bern, Dixon, Schmidt (à gauche en échelle logarithmique, à droite en échelle linéaire).

### 5.2.1.5 Incertitudes sur le bruit de fond irréductible

On peut considérer deux types d'incertitudes principales pour le bruit irréductible : l'incertitude due au choix de la densité de parton dans le proton (pdf) et celle due au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation. La figure 5.11 présente le spectre de la masse invariante pour la boîte obtenue avec différentes pdf en utilisant différentes versions de CTEQ et MRST. Aux régions de masse qui nous intéressent, l'incertitude due à cette méconnaissance de la structure du proton est de 12 %. Comme il se doit, l'influence des pdfs diminue avec l'ordre du développement perturbatif.



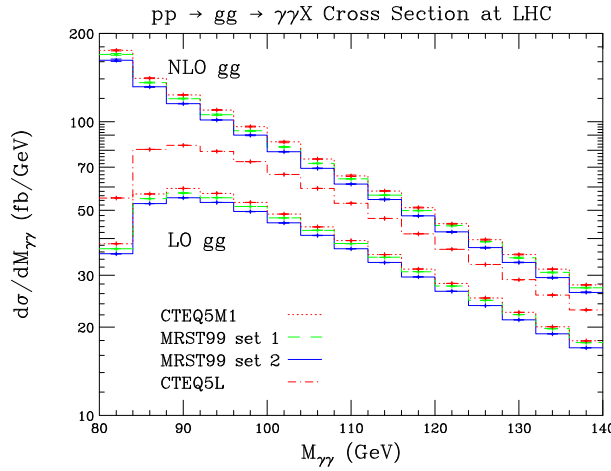


FIG. 5.11 – Influence du choix de densité de parton dans le proton sur la section efficace différentielle de la boîte à l'ordre NLO et à l'ordre LO [9].

La figure 5.12 présente la dépendance d'échelle de renormalisation et de factorisation pour la boîte, en faisant varier l'échelle entre  $M_{\gamma\gamma}/2$  et  $2M_{\gamma\gamma}$ . Aux régions de masse qui nous intéressent, l'incertitude sur cette contribution est de l'ordre de 50 % (Fig. 5.12 de gauche). Pour le choix plus conventionnel où les deux échelles sont égalisées ( $\mu_R = \mu_F$ ), l'incertitude devient de l'ordre de 13 % (Fig. 5.12 de droite).

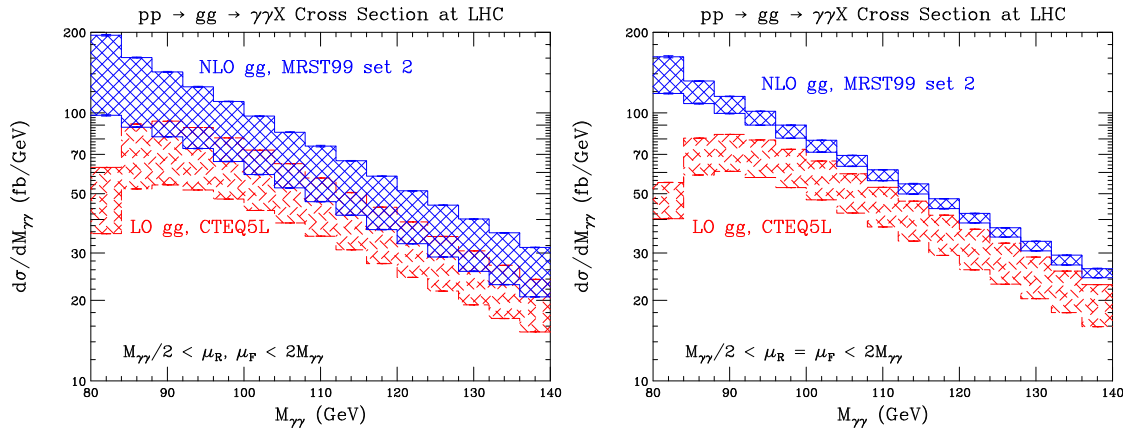


FIG. 5.12 – Influence de l'échelle de renormalisation  $\mu_R$  et de factorisation  $\mu_F$  (gauche) sur la section efficace de la boîte [9].

Enfin, si on considère les deux types de bruit de fond irréductible Born et Boîte, les incertitudes deviennent de l'ordre de 23 % et 2 % aux masses considérées respectivement pour des échelles de renormalisation et de factorisation distinctes ou égalisées (Fig. 5.13).

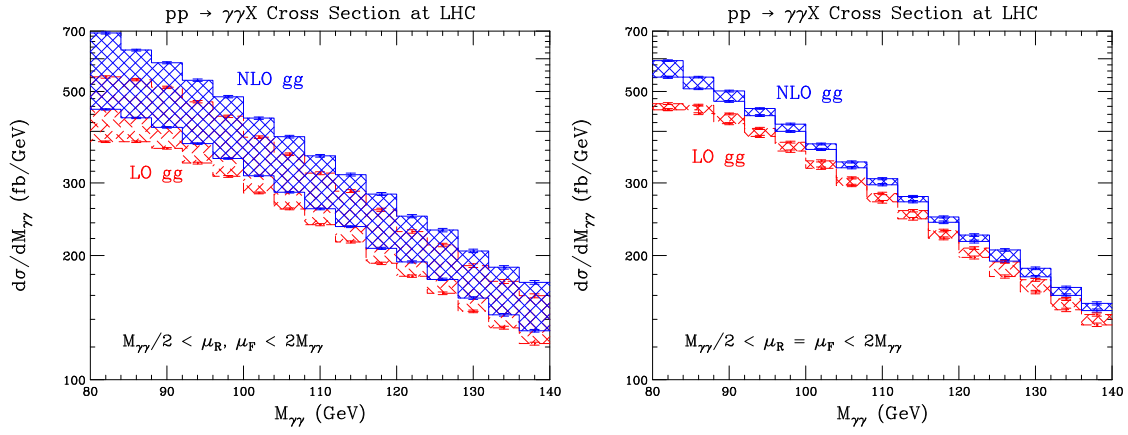


FIG. 5.13 – *Dépendance d'échelle de renormalisation  $\mu_R$  et de factorisation  $\mu_F$  (gauche) pour les deux processus de Born et la boîte (gauche). Si on impose le choix plus conventionnel  $\mu_R = \mu_F$  (droite), alors on diminue considérablement l'incertitude due à l'échelle, pour avoir une incertitude de l'ordre de 2 % [9].*

D'autres incertitudes existent au niveau expérimental. Une précision de l'ordre de 5 % est attendue pour la détermination de la luminosité  $L$  [19]. Cette quantité établit le lien entre le taux  $R$  d'un processus et sa section efficace  $\sigma$  par la relation  $R = L \times \sigma$ . C'est une quantité indépendante du processus qui est complètement déterminée par les propriétés des faisceaux en collision. L'effet de la résolution du détecteur sur la résolution en masse sera étudiée dans ce chapitre.

### 5.2.2 Le bruit de fond réductible

Le bruit de fond réductible se compose des processus pour lesquels un ou deux jets est mal identifié et confondu en un photon dans le calorimètre électromagnétique. Le bruit de fond à 2 jets est environ 20 millions de fois plus important que le signal pour une coupure en  $P_T > 25$  GeV/ $c$ , ce qui rend cruciale la réjection des jets dans la recherche du Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Des incertitudes expérimentales et théoriques existent pour cette réjection, respectivement d'un facteur 5 et 3 pour les bruits de fond jet-jet et  $\gamma$ -jet. Ces incertitudes proviennent par exemple du mécanisme de fragmentation des jets en  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  (facteur  $\sim 1,5$  [20]), des incertitudes sur la réponse du détecteur<sup>2</sup> (facteur  $\sim 2$  [20]) et des corrections d'ordre supérieur sur les sections efficaces. Une réjection de l'ordre<sup>3</sup> de 5000 est nécessaire afin de le réduire au niveau de la section efficace du signal.

Les processus de bruit de fond réductible sont issus des interactions entre les gluons, les paires quarks-antiquarks ou entre quarks et gluons. Les diagrammes de Feynman de ces processus sont présentés sur la figure 5.14 dans le cas des processus de type  $\gamma$ /jet et sur la figure 5.15 dans le cas des processus de type jet-jet.

<sup>2</sup>connaissance de la géométrie du détecteur, du matériel inactif, des processus physiques décrivant les interactions entre hadrons dans GEANT

<sup>3</sup> $5000 \times 5000 = 25$  millions  $\sim 20$  millions.

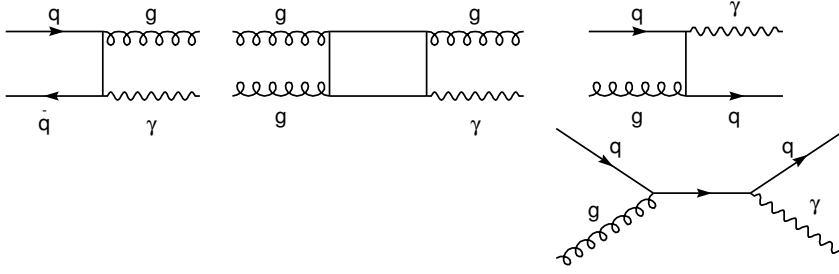


FIG. 5.14 – Diagrammes de Feynman du bruit de fond réductible de type  $\gamma$  jet correspondant aux paramètres ISUB 14, 115, 29 dans Pythia.

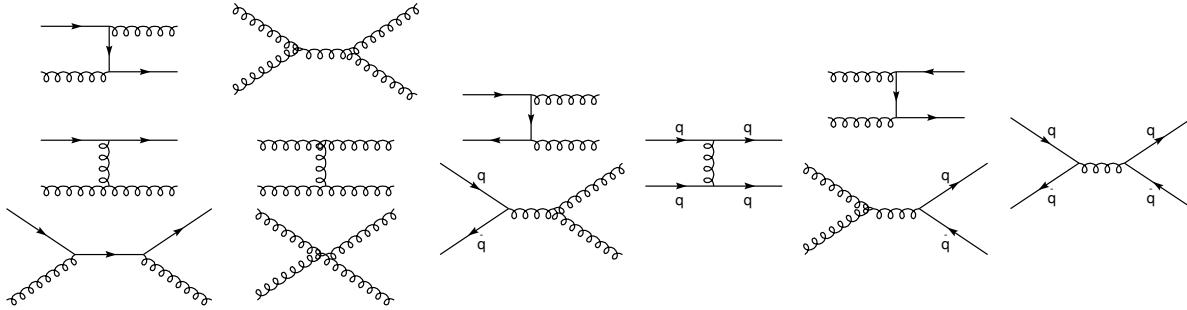


FIG. 5.15 – Diagrammes de Feynman du bruit de fond réductible LO de type jet-jet correspondant aux paramètres ISUB 28, 68, 13, 11, 53, 12 dans Pythia.

Ces processus sont disponibles dans le générateur Monte-Carlo Pythia, en utilisant respectivement les processus ISUB=14, 115 et 29 pour  $\gamma$ /jet et les processus ISUB=11, 12, 13, 28, 53, 68 pour jet-jet. Comme nous pouvons le constater à partir des diagrammes de Feynman, ces différents types de bruit de fond font apparaître des jets provenant soit de quark, soit de gluon. Il faut pouvoir les distinguer puisque la réjection est différente pour ces deux cas.

Dans le cas du bruit de fond  $\gamma$ /jet, les sections efficaces des processus 14 et 115, donc avec des jets de gluons, sont respectivement (avec des coupures  $P_T \geq 25$  GeV/c et  $\sqrt{s} \geq 100$  GeV) de  $1,54 \cdot 10^{-6}$  mb (ISUB=14) et  $7,94 \cdot 10^{-9}$  mb (ISUB=115). En revanche, la section efficace du processus 29, avec jet de quark, est de  $1,55 \cdot 10^{-5}$  mb. Ainsi, concernant le bruit de fond  $\gamma$ /jet, la réjection utilisera principalement celle des jets de quarks. Nous avons obtenu au chapitre précédent une réjection sur les jets de quarks de l'ordre de 2800 alors qu'elle vaut environ 21000 dans le cas des jets de gluon.

Concernant le bruit de fond jet-jet, les sections efficaces des processus de type jet de gluon sont respectivement, avec  $P_T \geq 25$  GeV/c et  $\sqrt{s} \geq 100$  GeV, 0,098 mb (ISUB=68),  $5,85 \cdot 10^{-5}$  mb (ISUB=13). Pour les événements de type jet de quark, les sections efficaces sont respectivement 0,008 mb (ISUB=11), 0,0019 mb (ISUB=53),  $3,67 \cdot 10^{-5}$  mb (ISUB=12). Enfin, le processus ISUB=28 ( $\sigma = 0,064$  mb) contient à

la fois des jets de quarks et de gluons.

Ainsi, la réjection des événements de type  $\gamma$ -jet est principalement motivée par celle de jets de quarks alors que la réjection de type jet-jet est dominée par celle de jets de gluons. A la génération des événements, nous séparons les processus pour lesquels la nature du jet est différente, ce qui ne pose pas de problème d'interférence puisque les états finaux sont différents.

La séparation  $\gamma$ /jet a été étudiée au chapitre précédent, validant le critère d'une réjection d'au moins 5000 tout en respectant une efficacité d'identification de 80 % des photons. La figure 5.16 présente les sections efficaces différentielles calculées avec Pythia à l'ordre le plus bas avant et après application d'un pouvoir de réjection de l'ordre de 2800 pour les jets de quarks, et de l'ordre de 21000 pour les jets de gluons. Finalement, après application des réjections, le bruit de fond réductible devient inférieur au bruit de fond irréductible. Pour tenir compte de l'ordre NLO dans le développement perturbatif, nous ajoutons dans l'analyse un facteur  $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$  de 1,7 [21] pour les bruits réductibles.

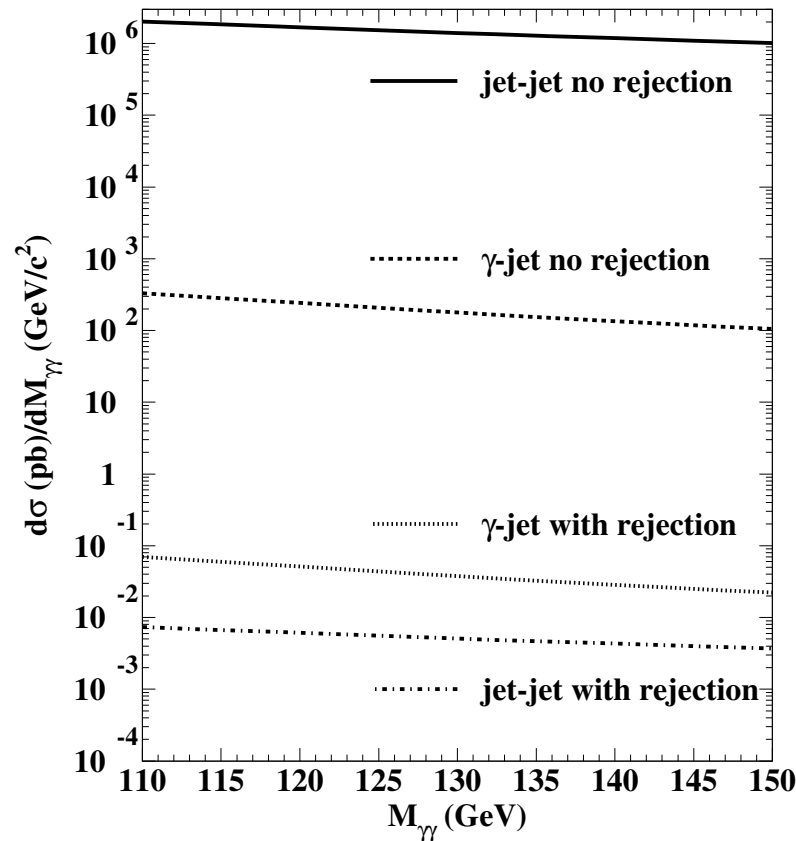


FIG. 5.16 – Sections efficaces différentielles à l'ordre fondamental en fonction de la masse invariante de la paire de photons pour le bruit de fond réductible avant et après application du pouvoir de réjection, avec la pdf CTEQ6L1 et une coupure sur l'impulsion transverse de  $P_T > 25$  GeV/c.

### 5.3 Le signal

La production du Higgs au LHC se fait principalement par la fusion de gluons, par la fusion de bosons vectoriels (VBF) et la fusion de quarks. Ces diagrammes de production directe sont présentés sur la figure 5.17. De plus, le Higgs peut être créé par production associée dont les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 5.18.

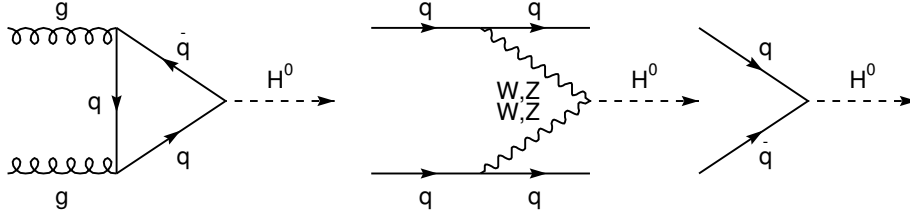


FIG. 5.17 – Diagrammes de Feynman de la production directe du Higgs au LHC.

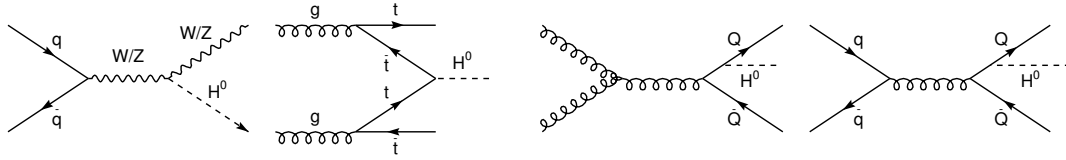


FIG. 5.18 – Diagrammes de Feynman de la production associée  $WH$ ,  $ZH$ ,  $t\bar{t}H$ .

Ces processus sont disponibles à l'ordre fondamental dans le programme de simulation Monte-Carlo Pythia. Les sections efficaces calculées sont présentées dans le tableau 5.2 et la figure 5.19.

ISUB	processus ( $pp \rightarrow H^0$ )	$\sigma(\text{mb}) = f(M_H [\text{GeV}/c^2])$			
		$M_H = 120$	$M_H = 130$	$M_H = 140$	$M_H = 150$
102	$gg \rightarrow H^0$	$2,097 \cdot 10^{-8}$	$1,813 \cdot 10^{-8}$	$1,605 \cdot 10^{-8}$	$1,418 \cdot 10^{-8}$
124	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H^0 (W^+W^- \text{ fusion})$	$3,019 \cdot 10^{-9}$	$2,770 \cdot 10^{-9}$	$2,588 \cdot 10^{-9}$	$2,418 \cdot 10^{-9}$
26	$q\bar{q} \rightarrow W^+H^0$	$1,364 \cdot 10^{-9}$	$1,030 \cdot 10^{-9}$	$8,019 \cdot 10^{-10}$	$6,487 \cdot 10^{-10}$
123	$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H^0 (Z^0Z^0 \text{ fusion})$	$1,223 \cdot 10^{-9}$	$1,137 \cdot 10^{-9}$	$1,058 \cdot 10^{-9}$	$9,956 \cdot 10^{-10}$
3	$q\bar{q} \rightarrow H^0$	$9,448 \cdot 10^{-10}$	$6,876 \cdot 10^{-10}$	$5,056 \cdot 10^{-10}$	$3,922 \cdot 10^{-10}$
24	$q\bar{q} \rightarrow Z^0H^0$	$7,690 \cdot 10^{-10}$	$6,067 \cdot 10^{-10}$	$4,655 \cdot 10^{-10}$	$3,701 \cdot 10^{-10}$
121	$gg \rightarrow Q\bar{Q}H^0$	$5,002 \cdot 10^{-10}$	$3,795 \cdot 10^{-10}$	$2,986 \cdot 10^{-10}$	$2,321 \cdot 10^{-10}$
122	$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}H^0$	$2,049 \cdot 10^{-10}$	$1,648 \cdot 10^{-10}$	$1,347 \cdot 10^{-10}$	$1,115 \cdot 10^{-10}$

TAB. 5.2 – Sections efficaces calculées par Pythia 6.224, avec la pdf CTEQ6L1 (LO) pour différents bosons intermédiaires dans  $pp \rightarrow H^0$  à 14000 GeV dans le centre de masse.

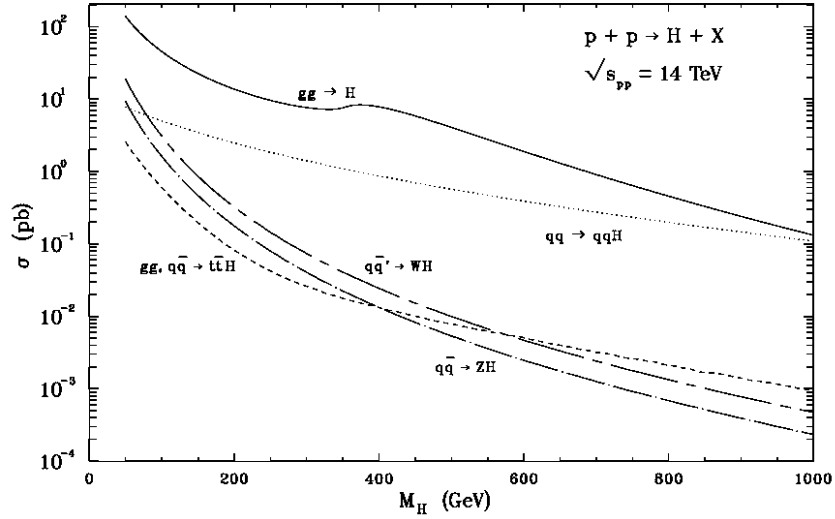


FIG. 5.19 – Sections efficaces totales au LHC en fonction de la masse du boson de Higgs [22].

### 5.3.1 Ordre NLO

Des études [6] ont été menées pour calculer la section efficace à l'ordre supérieur. Les diagrammes de Feynman de ces corrections sont présentées sur la figure 5.20. Le programme HiGlu [23] permet de calculer la fusion de gluon et la VBF à l'ordre NLO. ResBos permet de produire les événements du boson de Higgs par fusion de gluon à l'ordre NLO.

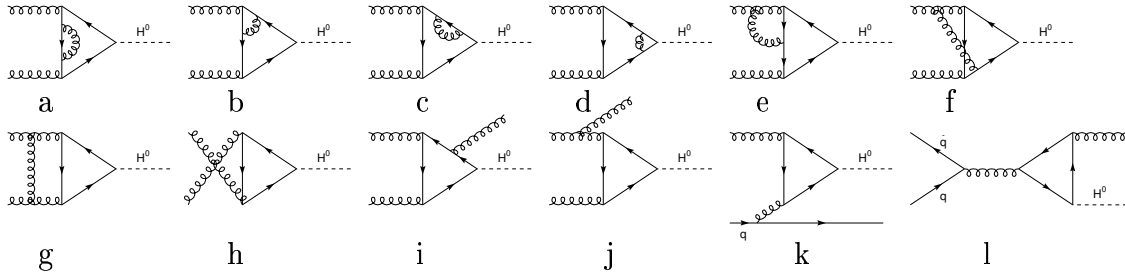


FIG. 5.20 – Diagrammes de Feynman des corrections QCD à la production du  $H^0$ . Les diagrammes a, g, h, i, j, k, l sont compris dans le programme ResBos. ResBos utilise un vertex effectif à la place de la boucle de quarks top.

La section efficace de fusion de gluon  $gg \rightarrow H^0$  se décompose dans le programme HiGlu comme :

$$\sigma(pp \rightarrow H^0 + X) = \sigma_{LO} + \sigma_{virt} + \sigma_{gg} + \sigma_{gq} + \sigma_{q\bar{q}} \quad (5.4)$$

où  $\sigma_{virt}$  tient compte des corrections virtuelles à deux boucles des quarks b et t,  $\sigma_{gg}$ ,  $\sigma_{gq}$ ,  $\sigma_{q\bar{q}}$  tiennent compte des corrections à une boucle correspondant aux processus respectifs  $gg \rightarrow H^0 g$ ,  $gq \rightarrow H^0 q$ ,  $q\bar{q} \rightarrow H^0 g$ .

À l'ordre le plus bas, on a  $\sigma(pp \rightarrow H^0 + X) = \sigma_0 \tau_H \frac{d\mathcal{L}}{d\tau_H}$ , avec la section efficace partonique (Q étant la masse des quarks lourds internes dans les boucles,  $g(x, Q^2)$

la densité des gluons.) :

$$\sigma_0 = \frac{G_F \alpha_s^2(\mu^2)}{288\sqrt{2}\pi} \left| \sum_Q g_Q A_Q(\tau_Q) \right|^2 \quad (5.5)$$

avec les amplitudes de quarks  $A_Q = \frac{3}{2}\tau_Q[1 + (1 - \tau_Q)f(\tau_Q)]$ , et les variables d'échelle  $\tau_Q = \frac{4m_Q^2}{m_H^2}$ ,  $\tau_H = \frac{M_H^2}{s}$  et  $f(\tau) = \begin{cases} \arcsin^2 \frac{1}{\sqrt{\tau}} & \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4} \left[ \log \frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi \right]^2 & \tau < 1 \end{cases}$

La luminosité des gluons est  $\frac{d\mathcal{L}^{gg}}{d\tau_H} = \int_\tau^1 \frac{dx}{x} g(x, Q^2) g(\tau/x, Q^2)$

Le programme HiGlu permet de calculer la section efficace NLO et d'en déduire le facteur  $K = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$ . Nous avons implémenté la prise en compte des densités de parton CTEQ6 [11] dans ce programme. Les résultats, présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4, sont en accord avec la référence [6]. Les légères différences avec l'article sont justifiées par leur implémentation, dans le cas de la pdf LO, de CTEQ6L au lieu de CTEQ6L1. Or cette pdf CTEQ6L contient un running NLO de  $\alpha_s$ , ce qui n'en fait pas rigoureusement une pdf LO [24].

	$M_H$ (GeV/ $c^2$ )			
contribution	120	130	140	150
$\sigma_{LO}(CTEQ6L1)$	20, 2	17, 51	15, 32	13, 52
$\sigma_{virt}$	8, 64	7, 53	6, 62	5, 87
$\sigma_{gg}$	12, 52	10, 78	9, 38	8, 25
$\sigma_{gq}$	-0, 76	-0, 15	-0, 20	-0, 24
$\sigma_{q\bar{q}} (\times 10^{-1})$	0, 46	0, 41	0, 36	0, 33
$\sigma_{NLO}$	36, 26	31, 54	27, 69	24, 51
$\delta\sigma_{NLO} (\times 10^{-1})$	0, 63	0, 53	0, 46	0, 40

TAB. 5.3 – Corrections NLO (en pb) à la production du Higgs par fusion de gluons pour différentes hypothèses de masses de Higgs, calculées à partir de HiGlu.  $\delta\sigma_{NLO}$  est l'incertitude sur la section efficace. On déduit de ce tableau les facteurs  $K$  suivants : 1,80, 1,80, 1,81, 1,81.

$M_H$ (GeV/ $c^2$ )	120	130	140	150
$\sigma_{LO}(cteq6L1)(pb)$	$4,37 \pm 0,0284$	$3,4 \pm 0,024$	$3,7 \pm 0,024$	$3,5 \pm 0,027$
$\sigma_{NLO}$ (pb)	$4,55 \pm 0,026$	$4,19 \pm 0,031$	$3,93 \pm 0,035$	$3,62 \pm 0,022$
$K_{NLO}$	1,04	1,05	1,06	1,04

TAB. 5.4 – Corrections NLO (en pb) à la production du Higgs par VBF, calculées à partir de HiGlu.

Les résultats montrent une grande valeur du facteur  $K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}}$  dans le cas de la fusion de gluons, qui justifie la nécessité, pour prédire précisément la production du Higgs au LHC, d'utiliser une prédiction NLO.

### 5.3.2 Les incertitudes

De nombreuses incertitudes existent sur la section efficace du signal, ayant des conséquences sur l'incertitude du pouvoir de découverte. Elles sont dues principalement aux paramètres fixant la forme des densités de partons, l'échelle de renormalisation et de factorisation. Par ailleurs, il existe une incertitude sur le calcul intrinsèque de la section efficace NLO, provenant des corrections au-delà de cet ordre. On peut l'estimer par le taux de convergence de la section efficace ou du facteur  $K$ .

#### 5.3.2.1 Incertitudes dues aux densités de partons

La pdf CTEQ6M dispose d'une paramétrisation à 20 paramètres associés à des valeurs extrêmes. Il est ainsi possible d'étudier, grâce à la pdf NLO, l'incertitude due à la pdf elle-même sur la production du Higgs par fusion de gluon. La figure 5.21 présente les sections efficaces avec les valeurs extrêmes de l'ajustement de la pdf pour la production d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ .

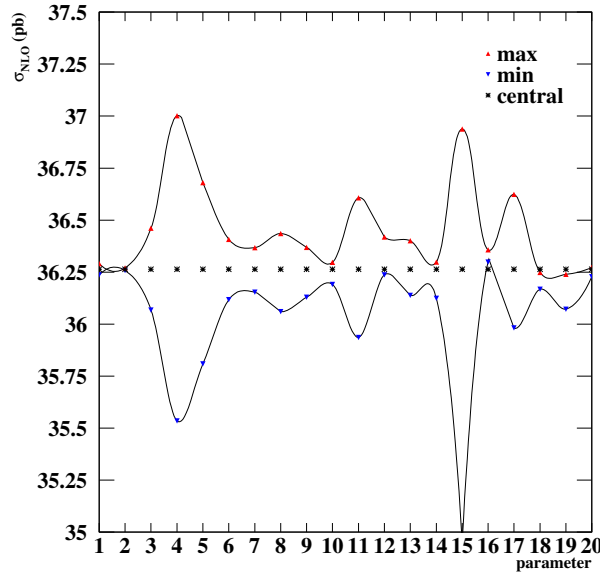


FIG. 5.21 – Incertitudes de CTEQ6M pour la production du Higgs au NLO à  $120 \text{ GeV}/c^2$  par le processus dominant  $gg \rightarrow H^0$ , calculé en utilisant CTEQ6M (NLO) et utilisant valeurs extrêmes d'une paramétrisation de la pdf.

On détermine l'erreur systématique liée à la méconnaissance de la structure du proton en prenant la racine carrée de la somme quadratique des écarts des sections efficaces, pour chaque paramétrisation extrême, par rapport à la valeur centrale :

$$\delta\sigma_{NLO}^{\pm} = \sqrt{\sum_{i=1}^{20} (\sigma_{\pm} - \sigma_{central})^2} \quad (5.6)$$

Les résultats obtenus sont en accord avec les références [5], [6], [7], [25] :

$$\begin{aligned} \text{pour } 120 \text{ GeV}/c^2 : \delta\sigma_{NLO} &= {}^{+3.47}_{-4.67} \% \\ \text{pour } 130 \text{ GeV}/c^2 : \delta\sigma_{NLO} &= {}^{+3.25}_{-4.50} \% \\ \text{pour } 140 \text{ GeV}/c^2 : \delta\sigma_{NLO} &= {}^{+3.12}_{-4.38} \% \\ \text{pour } 150 \text{ GeV}/c^2 : \delta\sigma_{NLO} &= {}^{+3.03}_{-4.17} \% \end{aligned}$$



### 5.3.2.2 Incertitudes dues à l'échelle

La section efficace totale est sensible à l'échelle de renormalisation. La sensibilité à l'échelle de fragmentation est plus faible, et n'est pas systématiquement calculée. Pour faciliter les calculs, l'approximation de masse de top infinie a été adoptée dans la référence [6], en association avec un Lagrangien effectif. Cette approximation entraîne une erreur inférieure à 5 % pour  $M_H \leq 2 m_t$ . L'influence de l'échelle est déterminée à partir de la quantité

$$N\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right) = \frac{\sigma_{tot}(\mu)}{\sigma_{tot}(\mu_0)} \quad (5.7)$$

où l'échelle  $\mu_0$  est fixée à la masse du Higgs et  $\mu \in [0, 1 \mu_0; 10 \mu_0]$ . La figure 5.22 présente cette quantité  $N$  pour une masse de Higgs de  $100 \text{ GeV}/c^2$ . On constate une nette diminution de la dépendance d'échelle avec l'ordre du développement perturbatif. En particulier, la courbe au NNLO est plus plate que celle au NLO. Finalement, le choix de l'échelle implique une contribution à l'incertitude de l'ordre de 33 % sur la section efficace du Higgs, pour une masse de l'ordre de  $100 \text{ GeV}/c^2$ .

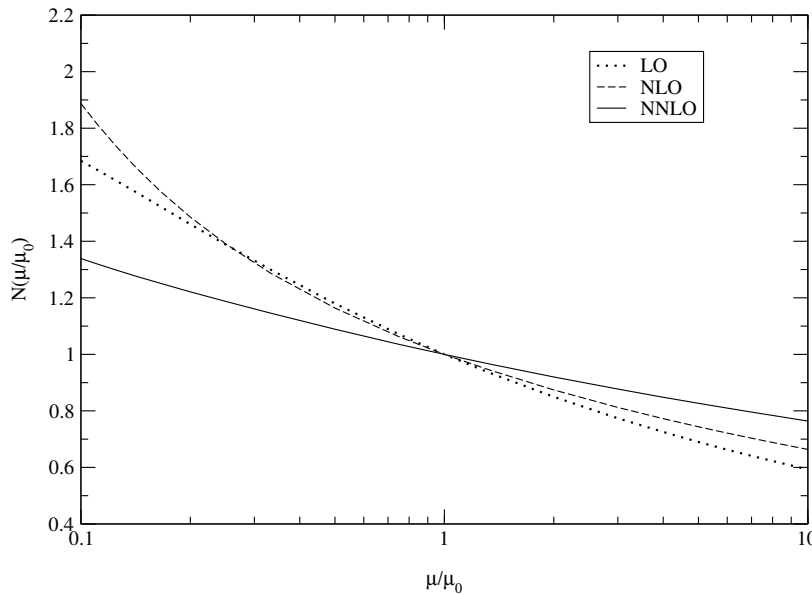
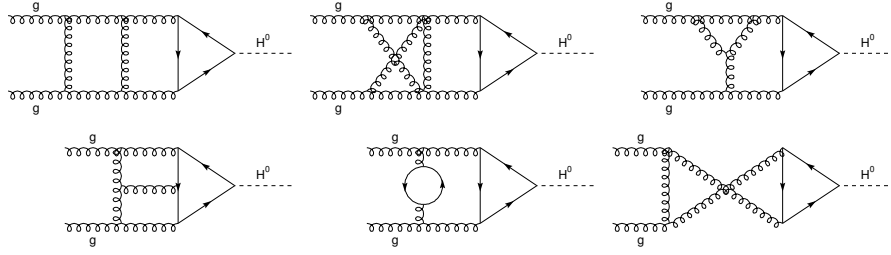


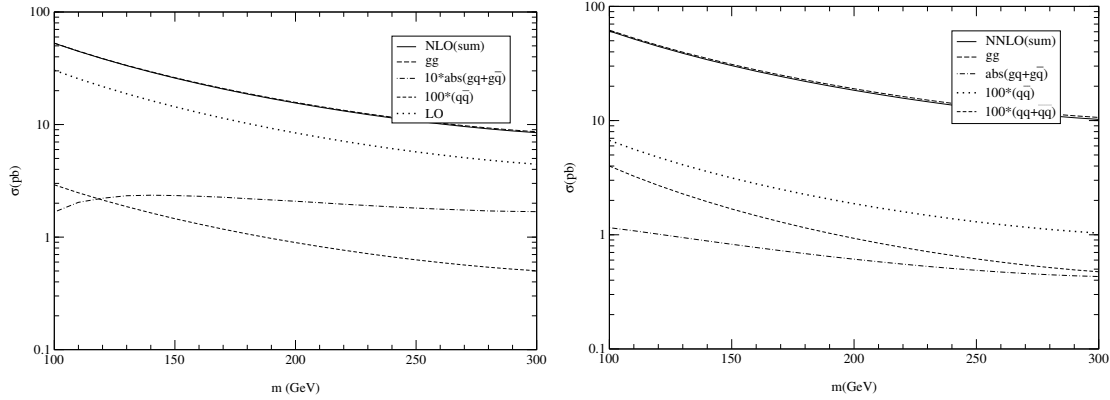
FIG. 5.22 – Dépendance d'échelle [6] :  $N(\mu/\mu_0) = \frac{\sigma_{tot}(\mu)}{\sigma_{tot}(\mu_0)}$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  dans la gamme  $0,1 < \mu/\mu_0 < 10$  avec  $\mu_0 = 100 \text{ GeV}/c^2$ . Les résultats sont tracés pour l'ordre LO (ligne en pointilles), l'ordre NLO (ligne en tirets) et NNLO (ligne solide).

### 5.3.2.3 Incertitudes sur l'ordre du développement perturbatif

Une autre incertitude provient de la section efficace partonique. On peut l'évaluer en étudiant le taux de convergence du développement perturbatif en série. La correction NNLO à la production du Higgs a été calculée dans la référence [6]. Les diagrammes de Feynman sont présentés sur la figure 5.23.

FIG. 5.23 – Diagrammes de Feynman de la fusion de gluons au NNLO pour le  $H^0$ .

Pour simplifier le calcul, les auteurs ont choisi d'égaliser l'échelle de fragmentation et de renormalisation. Les sections efficaces sont présentées sur les figures 5.2 (début du chapitre), 5.24 et le tableau 5.5. Ces résultats montrent une bonne convergence du développement perturbatif en fonction de cet ordre. Finalement, les prédictions NNLO permettent de donner une incertitude systématique sur la prédiction au NLO, donnée par  $\frac{\sigma^{NNLO} - \sigma^{NLO}}{\sigma^{NLO}}$ . Compte tenu du tableau 5.5, cela donne une incertitude systématique de l'ordre de 16 % pour la gamme intéressante en masse du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  : 120-140 GeV/ $c^2$ .

FIG. 5.24 – Contributions et section efficace totale  $\sigma_{tot}$  au NLO (gauche) et au NNLO (droite) [6], en fonction de la masse du Higgs  $m$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV avec le choix de l'échelle  $\mu = m$ . Les contributions totales (ligne solide) et les sous-processus  $gg$  (tirets longs),  $10 \times |gq + g\bar{q}|$  (ligne avec tirets et pointillés) et  $100 \times (q\bar{q})$  (ligne avec tirets courts) sont présentées. La courbe au LO (ligne pointillée) est aussi tracée.

On peut également estimer la convergence du facteur  $K$  défini par :

$$K^{NLO} = \frac{\sigma_{tot}^{NLO}}{\sigma_{tot}^{LO}}, \quad K^{NNLO} = \frac{\sigma_{tot}^{NNLO}}{\sigma_{tot}^{NLO}} \quad (5.8)$$

La figure 5.25 de gauche [6] montre que les facteurs  $K$  au NNLO varient lentement avec la masse du Higgs, avec une meilleure convergence pour l'ordre NNLO, comme il se doit. Concernant l'ordre<sup>4</sup> NLO (Fig. 5.25 de droite), une disparité des facteurs  $K$  est observée en fonction du choix de la pdf, ce qui peut s'interpréter comme une incertitude liée au choix de la fonction de structure du proton. Si on considère la pdf MRST comme référence, on trouve une incertitude relative de 15 % sur le facteur  $K$ .

<sup>4</sup>la pdf NNLO n'est pas disponible pour les pdfs différentes de CTEQ dans l'article

masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	LO	NLO	NNLO
100	30,35	52,75	60,84
110	25,53	44,75	51,80
120	21,77	38,43	44,62
130	18,77	33,37	38,85
140	16,36	29,27	34,17
150	14,38	25,88	30,29

TAB. 5.5 – Sections efficaces totales en pb pour la production du Higgs entre des masses de  $100 \text{ GeV}/c^2$  et  $150 \text{ GeV}/c^2$  au LHC. Les résultats LO, NLO et NNLO sont générés avec les densités de partons MRST : MRST02 (LO, lo2002.dat), MRST01 (NLO, alf119.dat), MRST02 (NNLO, vnvalf1155.dat) [6]. On trouve donc respectivement pour les masses du Higgs en  $\text{GeV}/c^2$  120, 130, 140, 150, des facteurs  $K_{\text{NLO}}$  et  $K_{\text{NNLO}}$  de (1,75 ; 1,16) ; (1,77 ; 1,16) ; (1,79, 1,17) ; (1,8 ; 1,17).

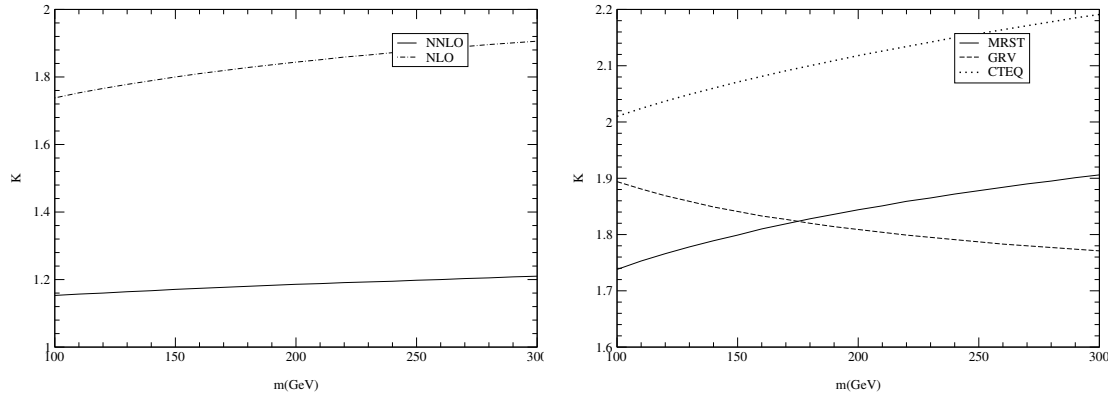


FIG. 5.25 – Gauche : Facteurs  $K$  au NLO (ligne à pointillés et tirets) et NNLO (ligne solide) à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  en fonction de la masse du Higgs en utilisant les pdf MRST. Droite : Facteurs  $K$  au NLO à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  en fonction de la masse du Higgs en utilisant les densités de partons MRST01 (ligne solide), GRV98 (ligne à tirets) et CTEQ6 (ligne à tirets) [6]. Pour GRV98 et CTEQ6, les pdfs utilisées sont : GRV98 LO, grv98lo.grid, GRV98 NLO, grvnlo.grid, CTEQ6 LO, cteq6l.tbl, CTEQ6 NLO, cteq6m.tbl.

### 5.3.2.4 Conclusion

Nous avons identifié différentes incertitudes, dues à la méconnaissance de la structure du proton, aux choix des échelles, à l'ordre du développement perturbatif, et à la section efficace partonique elle-même. On peut tenir compte de ces différentes contributions par une somme quadratique. On trouve alors une incertitude de l'ordre de 37 % pour la masse 120-140  $\text{GeV}/c^2$  considérée du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .

La désintégration du Higgs en paires de photons a été présentée dans le premier chapitre. Les sections efficaces des contributions non dominantes de production du Higgs (fusion de quark en Higgs et production associée du Higgs), générées avec Pythia, seront corrigées pour tenir compte de la précision meilleure (NLO) sur le rapport d'embranchement avec HDECAY.

### 5.3.3 Distribution en impulsion transverse

Pour estimer l'acceptance et les effets du détecteur, il est nécessaire de disposer de sections efficaces différentielles, en particulier pour l'impulsion transverse ( $P_T$ ) du boson de Higgs. ResBos, en plus de pouvoir calculer la section efficace totale, permet de générer les événements et de reconstruire la distribution en  $P_T$  au NLO, comme nous l'avons étudié auparavant pour le bruit de fond irréductible. Le rapport d'embranchement en paires de photons de ce programme est en très bon accord avec HDecay [26]. Les photons sont reconstruits après application d'une dispersion gaussienne des angles et de l'énergie, en accord avec les performances du détecteur ATLAS. Cette distribution est comparée avec d'autres prédictions sur la figure 5.26, avec les prédictions de Ravindran, Smith, Van Neerven [6] (RSVN, pdf CTEQ6M), Kulesza, Sterman, Vogelsang [27] (KSV, pdf CTEQ6M), Bozzi, Catani, De Florian, Grazzini [28] (BCFG, pdf MRST 2002).

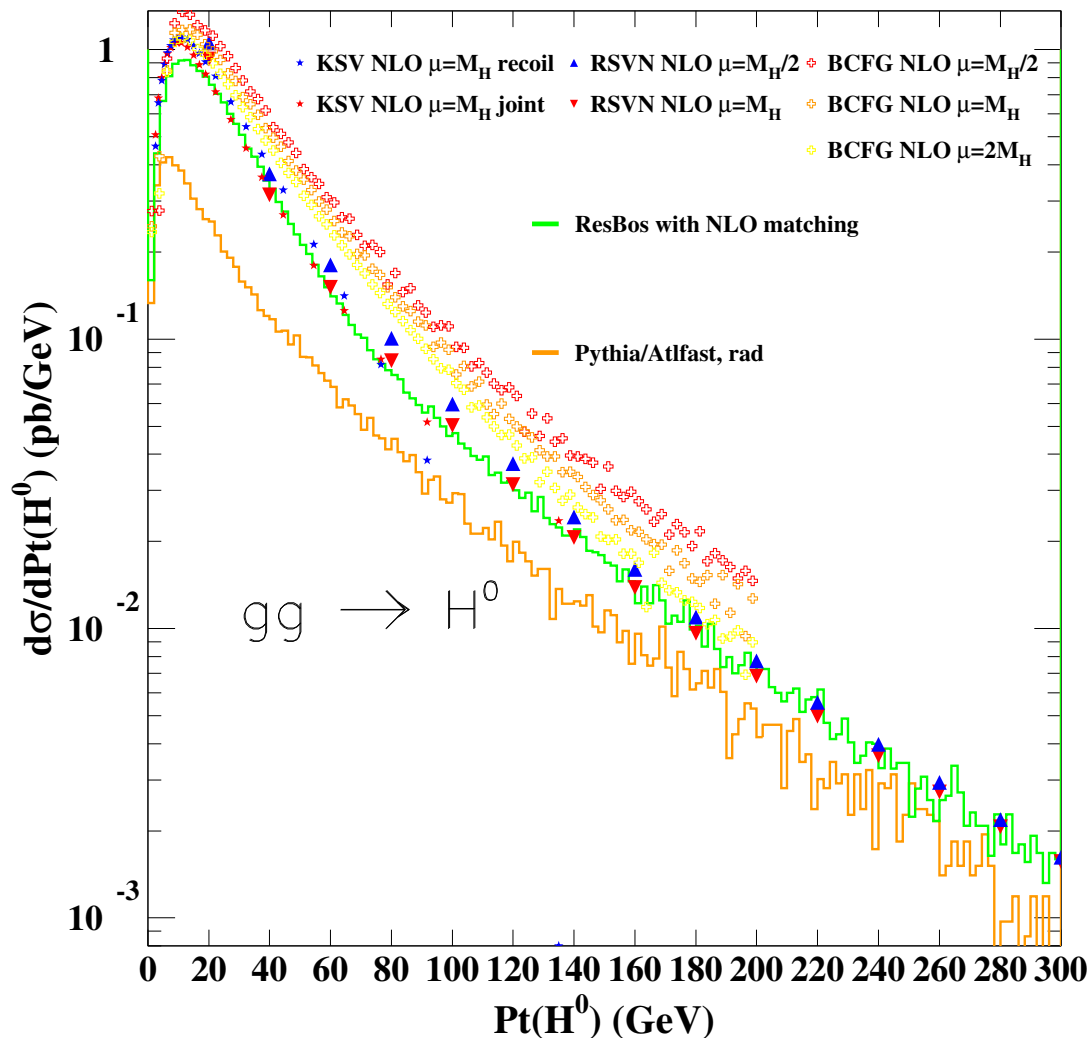


FIG. 5.26 – Spectre en impulsion transverse ( $P_T$ ) du boson de Higgs et comparaison entre différentes prédictions.

La distribution de ResBos, avec les échelles de renormalisation et fragmentation  $\mu_R = \mu_F = M_H$  présente un très bon accord avec les calculs récents au NLO [29] dans les régions intermédiaires aux grands  $P_T$ . La prédiction BCFG est différente en raison de son choix différent de densité de partons. La déviation entre l'histogramme de Resbos (vert clair) et la prédiction NLO (triangles rouges) est de l'ordre de la statistique Monte Carlo, inférieure à 10 % pour  $P_T \sim M_H/c$ .

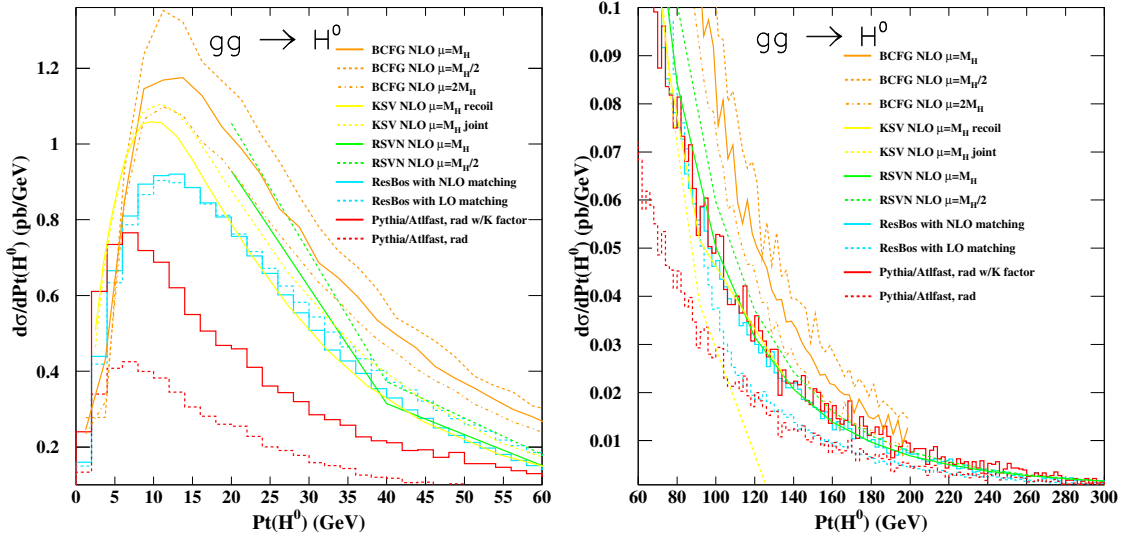


FIG. 5.27 – Spectre en impulsion transverse ( $P_T$ ) du boson de Higgs et comparaison entre différentes prédictions : agrandissements des différentes régions.

Dans la région de bas  $P_T$ , sans radiation initiale et finale, Pythia prédit un spectre plus doux que ResBos. Mais si on autorise les radiations dans Pythia, on ne peut pas reproduire la forme des autres prédictions. Pour une masse de boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ , la section efficace totale de ResBos est de  $\sigma = 36,7 \text{ pb}$ , en très bon accord avec le programme HiGlu de  $\sigma = 36,4 \text{ pb}$ .

### 5.3.4 Simulation complète

#### 5.3.4.1 Reconstruction du vertex primaire

Pour reconstruire la masse invariante du  $H \rightarrow \gamma\gamma$  avec une grande résolution, le détecteur doit non seulement mesurer les énergies des photons, mais également pouvoir mesurer précisément les directions des 2 photons. Pour le calcul de la position longitudinale du vertex ( $z$ ), on utilise l'information du détecteur interne (ID) pour la basse luminosité. En revanche, à haute luminosité, en raison du trop grand nombre de traces dans le détecteur interne, on utilise l'information en  $z$  du vertex à partir du calorimètre seul.

A partir de l'énergie et de la position ( $\eta, \phi$ ) des clusters électromagnétiques touchés, on peut en déduire les quadrimoments de chaque photon suivant les for-

mules :

$$\begin{aligned}
 p_x &= E_T \cos \phi \\
 p_y &= E_T \sin \phi \\
 p_z &= E_T \sinh \eta \\
 p &= E_T \cosh \eta
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

La masse invariante du boson de Higgs est obtenue à partir de l'énergie transverse des photons de la désintégration et de la différence de leurs angles, suivant la formule :

$$M_{\gamma_1\gamma_2} = \sqrt{2E_{T1}E_{T2}[\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)]} \tag{5.10}$$

Si lors de leur production les photons sont décalés par rapport à l'origine du détecteur, ils correspondent à des angles différents de ceux exprimés avec les coordonnées des cellules touchées du calorimètre car leurs traces ne sont plus projectives. Il est donc nécessaire de disposer de la valeur de la coordonnée en  $z$  du point d'interaction.

A basse luminosité, on utilise le  $z$  du vertex à partir de l'information du détecteur interne. Dans l'algorithme, on recherche le photon de plus haute impulsion transverse  $P_T$  issu de la partie vérité Monte-Carlo associé au cluster considéré. Chaque  $z$  du vertex de génération est identique à celui de l'autre cluster, puisque les deux photons proviennent de la même particule. On ajoute un terme constant gaussien avec un  $\sigma = 40 \mu\text{m}$ , pour tenir compte de la résolution du détecteur interne [19].

A haute luminosité, les vertex reconstruits de chaque photon sont généralement légèrement différents en raison de la précision du calorimètre électromagnétique (Fig. 5.28).

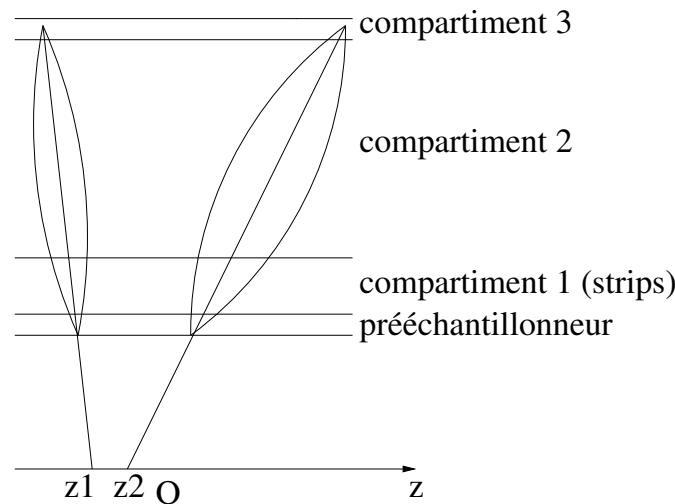


FIG. 5.28 – Vertex reconstruits différents des deux photons. On construit un vertex commun par un ajustement par méthode du  $\chi^2$ .

On se sert alors d'un ajustement utilisant une méthode de  $\chi^2$  pour combiner l'information des clusters. Cette méthode permet de comparer les données expérimentales (simulation), entachées d'erreurs de mesure avec un modèle mathématique censé

décrire ces données. Si on appelle  $z_1, z_2, \sigma_{z_1}, \sigma_{z_2}$  respectivement les vertex d'origines mesurés pour chaque photon et leur incertitudes associées, en tenant compte de l'incertitude due à la taille des paquets de proton, le  $Z$  commun des deux photons est alors :

$$Z_{commun} = \frac{\frac{z_1}{(\sigma_{z_1})^2} + \frac{z_2}{(\sigma_{z_2})^2}}{\frac{1}{(\sigma_{z_1})^2} + \frac{1}{(\sigma_{z_2})^2} + \frac{1}{(5.6 \text{ cm})^2}} \quad (5.11)$$

La figure 5.29 montre la résolution de l'ordre de 20 mm obtenue sur le vertex reconstruit par le calorimètre électromagnétique par rapport au vertex du générateur Monte-Carlo.

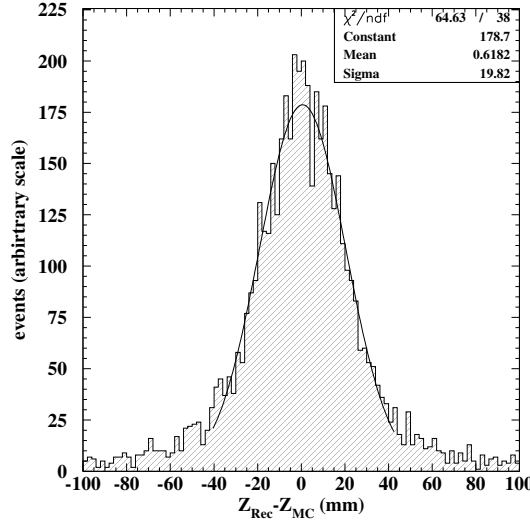


FIG. 5.29 – Résolution sur le vertex en utilisant le calorimètre électromagnétique pour un Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$  à haute luminosité.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la technique du pointage permet de trouver l'angle d'un photon par rapport à son vertex d'origine, à partir de l'information de différents compartiments du calorimètre électromagnétique. Le fait que le vertex soit décalé nécessite une correction de l'angle du photon. Or dans la formule de masse invariante, l'énergie transverse fait intervenir l'angle du photon par l'intermédiaire de la pseudorapidité :  $E_T = E/\cosh \eta$ . Nous corrigeons donc les énergies transverses pour tenir compte de ce nouvel angle. Par ailleurs, une calibration des photons à partir de l'information de vérité est faite. Dans le cas de l'expérience ATLAS, la calibration se fera avec des processus physiques. Une partie du terme constant (par exemple la modulation en  $\phi$ ) est déjà dans la simulation. Il faut retirer ces contributions pour éviter les doubles comptages. Le terme constant non simulé est estimé à 0,6 % [30] (mécanique, calibration, variations des hautes tensions).

### 5.3.4.2 Résultats

Les résultats obtenus avec les données de simulation DC1 sont présentés sur les figures 5.30, 5.31 dans le cas d'un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$ . La résolution en

masse provenant de photons non convertis est systématiquement meilleure que celle des photons convertis. En effet, pour ces derniers, les traces des électrons de conversion sont courbées par le champ magnétique et augmentent la largeur de la gerbe. La résolution obtenue par le détecteur interne, qui peut précisément mesurer la position du vertex, est meilleure que celle obtenue par le calorimètre électromagnétique. Cependant, la reconstruction du vertex à l'aide du seul calorimètre électromagnétique est indispensable pour la phase de haute luminosité, pour laquelle l'empilement trop important empêchera l'utilisation du détecteur interne.

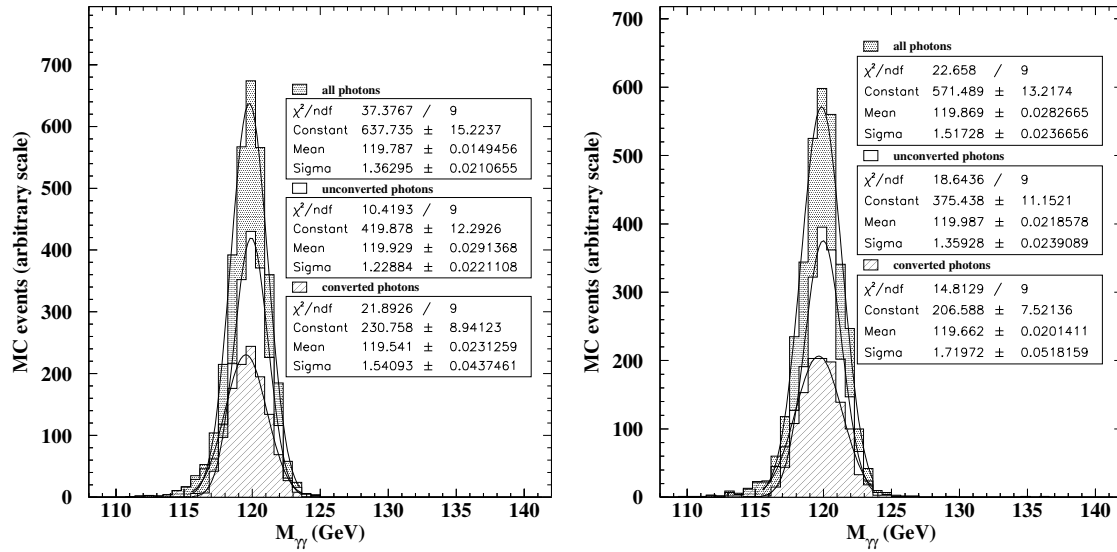


FIG. 5.30 – Résolution sur le Higgs de  $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$  à basse luminosité, en utilisant les nouveaux angles par calcul du  $z$  du vertex en utilisant le détecteur interne (gauche) ou la calorimètre (droite).

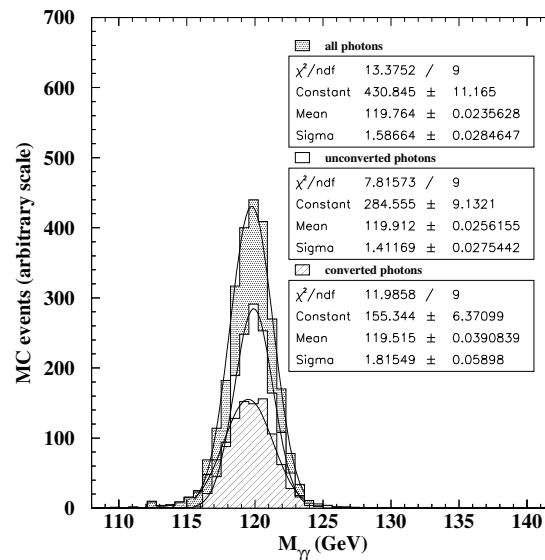


FIG. 5.31 – Résolution sur le Higgs de  $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$  à haute luminosité, en utilisant les nouveaux angles par calcul du  $z$  du vertex en utilisant la calorimètre (droite).



La figure 5.32 et le tableau 5.6 résument les résolutions obtenues pour les basses et haute luminosité, avec utilisation du détecteur interne ou du calorimètre électromagnétique. Les résultats sont en bon accord avec [31].

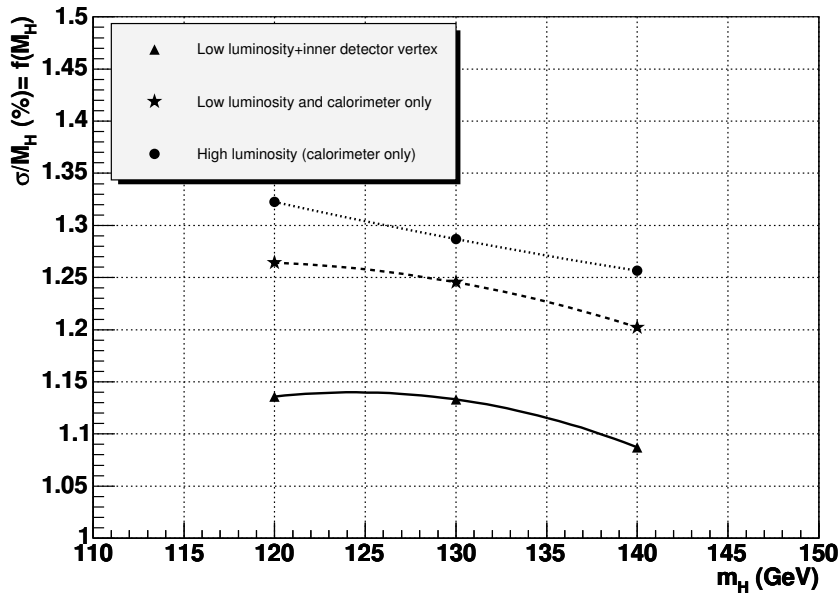


FIG. 5.32 – *Résolution relative sur la masse du Higgs (en % de la masse du Higgs) en fonction de la masse et la luminosité.*

		basse luminosité			haute luminosité		
$M_H$ (GeV/ $c^2$ )		120	130	140	120	130	140
ID	tous photons	1,36	1,47	1,52	-	-	-
	non convertis	1,23	1,34	1,40	-	-	-
	convertis	1,54	1,63	1,68	-	-	-
calorimètre	tous photons	1,52	1,62	1,68	1,59	1,67	1,76
	non convertis	1,36	1,49	1,55	1,41	1,53	1,61
	convertis	1,72	1,79	1,86	1,82	1,85	1,97

TAB. 5.6 – *Résolution ( $\sigma$ ) en GeV/ $c^2$  sur le Higgs en fonction de la masse et de la luminosité.*

## 5.4 Potentiel de découverte

### 5.4.1 Analyse dite standard

Nous avons étudié jusqu'à présent les différents bruits de fond et le signal pour la recherche du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Il convient maintenant de quantifier le pouvoir de découverte de ce canal, par la signification, définie comme  $S/\sqrt{B}$ ,

où  $S$  représente le nombre d'événements de type signal et  $B$  le nombre d'événements de type bruit dans une fenêtre en masse invariante, fixée par la résolution sur la masse du Higgs que nous venons d'établir. La distribution du bruit dans une fenêtre en masse étant une distribution gaussienne, son écart type est  $\sigma \sim \sqrt{B}$ . Si on observe une fluctuation supérieure à  $n$  fois l'écart-type  $\sigma$ , on considère qu'il y a observation d'un phénomène nouveau. Pour  $2\sigma$ , cela représente environ 95 % de niveau de confiance pour ce phénomène nouveau, pour  $3\sigma$ , on dit qu'il y a « indice de découverte », et pour  $5\sigma$ , on dit qu'il y a découverte. Bien que le bruit de fond soit une distribution exponentiellement négative en masse invariante, localement, pour chaque signal potentiel, on peut considérer le spectre comme plat. Ainsi, on peut montrer que la fenêtre de masse idéale est une fenêtre en  $\pm 1,4\sigma$  autour de la masse du signal potentiel. par conséquent, meilleure est la résolution du signal, meilleure sera la signification statistique. C'est pour cela que nous avons étudié la résolution du signal par une simulation complète.

Nous avons utilisé les différents outils présentés pour le signal et le bruit de fond afin de calculer le potentiel de découverte pour le détecteur ATLAS. Un choix de coupure doit se faire afin de diminuer le bruit de fond et améliorer la signification. En moyenne, l'énergie transverse des photons du Higgs est de l'ordre de  $M_H c^2/2$ , c'est-à-dire supérieure à celle des photons des processus de Born et de la boîte. La figure 5.33 présente la fraction des événements de Born, de la boîte et du signal pour différents choix de coupure. Il a été montré [32] que la combinaison optimale est le choix  $P_T^1 > 40$  GeV/c et  $P_T^2 > 25$  GeV/c respectivement pour le photon le plus énergétique et le moins énergétique. Cela permet de réduire d'un ordre de grandeur les sections efficaces des fonds irréductibles. Avec ce choix, la fraction d'événements de fond restant après les coupures est respectivement de 5,5 %, 10,3 % et 12,4 % pour  $M_{\gamma\gamma} = 80, 100$  et  $120$  GeV/c<sup>2</sup> [32]. Pour ces coupures, l'efficacité sur le signal varie entre 30 % et 55 % pour une masse entre 80 GeV/c<sup>2</sup> et 150 GeV/c<sup>2</sup>.

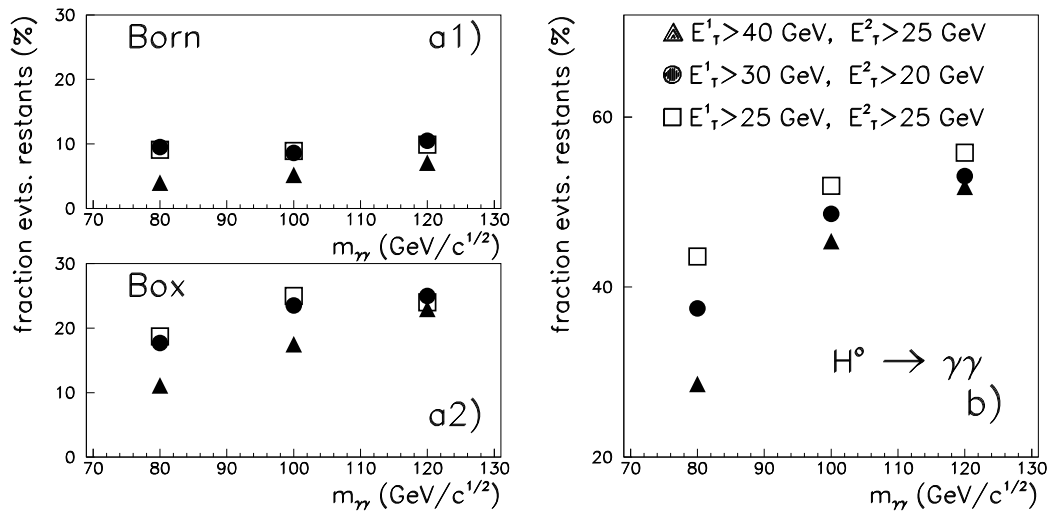


FIG. 5.33 – Acceptance des bruits de Born (a1), box (a2) et du signal (b) pour différentes combinaisons de coupures sur l'impulsion transverse des photons [33]. Le choix de coupure  $P_T^1 > 40$  GeV/c et  $P_T^2 > 25$  GeV/c est optimal.

Nous avons utilisé le générateur Monte-Carlo ResBos pour la partie fusion de gluon du signal. Après génération par ResBos, nous avons tenu compte de l'effet du détecteur par la mise en place d'une dispersion gaussienne des angles et de l'énergie transverse des photons, en accord avec le TDR (Fig. 5.34), de façon à obtenir la résolution par simulation complète du détecteur étudiée précédemment.

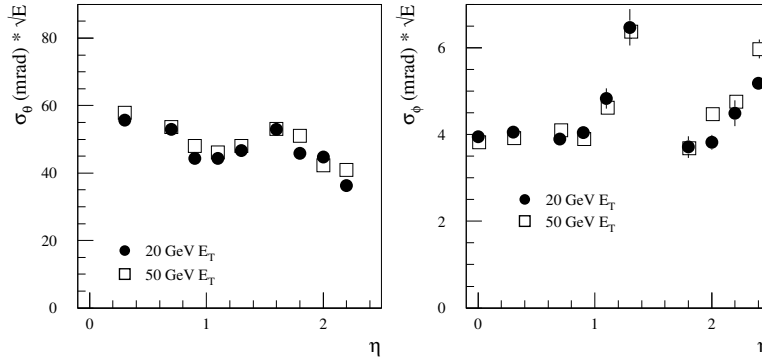


FIG. 5.34 – Résolution du calorimètre en  $\theta$  (gauche) et en  $\phi$  (droite) [19].

La production du Higgs par fusion de bosons vectoriels est générée par Pythia, auquel nous avons ajouté le facteur K constant de HiGlu. Les autres processus de fusion de quarks et de production associés sont générés par Pythia. Pour tenir compte du rapport d'embranchement LO de Pythia, nous avons corrigé les rapports d'embranchement du Higgs en paires de photons, par celui obtenu avec le programme HDecay.

Les différentes contributions pour le signal et le bruit de fond sont présentées sur la figure 5.35. En particulier, le bruit de fond réductible a pu être amené à un niveau inférieur à celui du bruit de fond irréductible, grâce aux coupures appliquées.

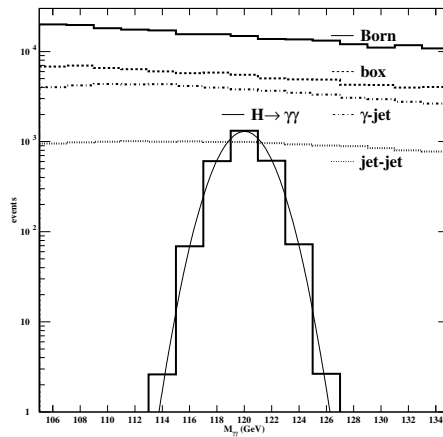


FIG. 5.35 – Contributions sur le spectre de masse invariante des différents bruits de fond et du signal pour une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$  et une masse de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ .

La figure 5.36 présente les distributions en masse invariante. Les significances prévues avec l'analyse sont présentées dans le tableau 5.7. Pour les basses luminosités, il est très difficile de reconstruire un signal au-dessus du bruit de fond.

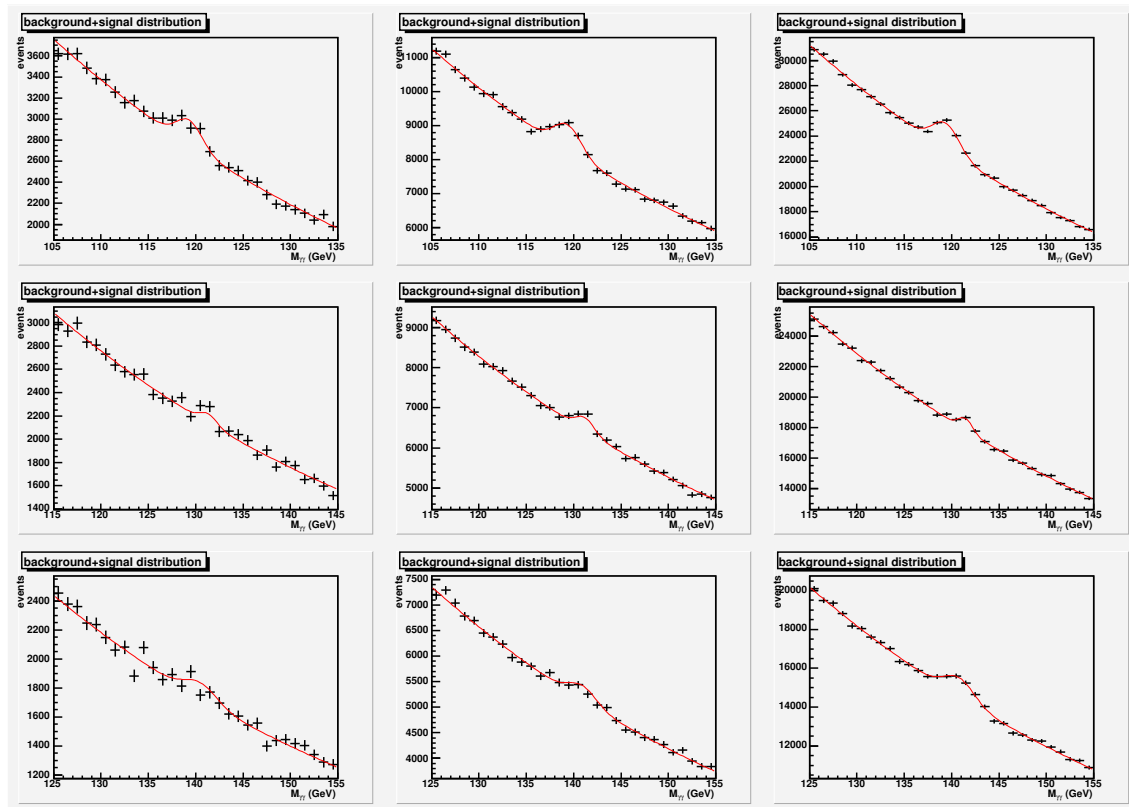


FIG. 5.36 – Distributions en masse invariante pour différentes masses du Higgs et différentes luminosités. Les lignes sont respectivement associées aux masses 120, 130, 140  $\text{GeV}/c^2$ . Les colonnes sont associées respectivement à 10  $\text{fb}^{-1}$ , 30  $\text{fb}^{-1}$ , 100  $\text{fb}^{-1}$ .

masse (GeV)	$\mathcal{L} (\text{fb}^{-1})$		
	basse luminosité		haute luminosité
	10	30	100
120	$3,45 \pm 0,01$	$5,97 \pm 0,02$	$9,85 \pm 0,03$
130	$3,49 \pm 0,01$	$6,04 \pm 0,02$	$10,34 \pm 0,03$
140	$3,08 \pm 0,01$	$5,34 \pm 0,02$	$8,41 \pm 0,02$

TAB. 5.7 – Significances prévues avec l'analyse standard.

Le détail des nombres d'événements de chaque type est présenté dans le tableau 5.8. Concernant le signal, le passage à l'ordre NLO s'est accompagné de l'augmentation du signal, correspondant à un facteur  $K = 1,8$ , en accord avec la contribution dominante par fusion de gluons calculé au NLO par HiGlu. Concernant le bruit de fond irréductible, l'augmentation de l'ordre de 47 % correspond au passage du LO au NLO. Concernant le bruit de fond réductible, pour le TDR, il s'agit de l'ordre LO, pour notre analyse, il s'agit de l'ordre NLO en utilisant un facteur  $K$  décrit dans ce chapitre. On constate que la répartition de chaque contribution ( $\gamma/\text{jet}$  et  $\text{jet-jet}$ )

n'est pas la même que dans le cas de l'analyse TDR. En revanche, la somme des deux est très voisine. Cela se justifie par l'utilisation d'un pouvoir de réjection spécifique à chaque contribution de jets confondus en photons. Par ailleurs, il convient de préciser que, déjà, entre une pdf CTEQ5L et une pdf CTEQ6L1, il peut exister une différence de 20 % en section efficace pour ces processus<sup>5</sup>. En outre, la version de Pythia est passée de 5.7 pour le TDR à 6.224 pour cette analyse. Enfin, le TDR a une résolution de 1,43 GeV/ $c^2$  pour le Higgs à 120 GeV/ $c^2$  à haute luminosité, contre 1,517 dans notre analyse, d'où un changement de 6 %. L'ensemble de ces changements justifie la différence pour le bruit de fond.

	$M_H=120$ GeV		$M_H=130$ GeV		$M_H=140$ GeV	
	TDR	analyse	TDR	analyse	TDR	analyse
$gg \rightarrow H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	1852	-	1784	-	1450
VBF $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	260	-	260	-	227
autres $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	175	-	145	-	103
signal	1283	2288	1186	2190	973	1781
Born	-	33135	-	27538	-	23224
boîte	-	10180	-	8459	-	6941
irr. $\gamma\gamma$	29000	43315	24700	35998	20600	30165
red. jet-jet (quark)	-	639	-	578	-	503
red. jet-jet (gluon)	-	161	-	155	-	140
red. jet-jet (quark, gluon)	-	1384	-	1255	-	1032
red. jet-jet	4600	2185	4100	1989	3550	1676
red. $\gamma$ -jet (quark)	-	8364	-	6783	-	5421
red. $\gamma$ -jet (gluon)	-	105	-	93	-	80
red. $\gamma$ -jet	5800	8469	4900	6877	4100	5501
S/B (10 $fb^{-1}$ )	-	0,05	-	0,05	-	0,05
S/B (30 $fb^{-1}$ )	-	0,05	-	0,05	-	0,05
S/B (100 $fb^{-1}$ )	0,03	0,04	0,04	0,05	0,03	0,05
$S/\sqrt{B}$ (10 $fb^{-1}$ )	-	3,45	-	3,49	-	3,08
$S/\sqrt{B}$ (30 $fb^{-1}$ )	3,9	5,97	4,0	6,04	3,5	5,34
$S/\sqrt{B}$ (100 $fb^{-1}$ )	6,5	9,85	6,5	10,34	5,8	8,41

TAB. 5.8 – Nombre d'événements dans la fenêtre de masse pour différentes masses du Higgs pour une luminosité de 100  $fb^{-1}$  et significances pour différentes luminosités, pour une analyse standard.

Compte tenu des incertitudes étudiées pour chaque contribution, de l'ordre de 37 % pour le signal, de l'ordre de 2 % pour le bruit de fond irréductible, de l'ordre de 250 % pour le bruit de fond réductible<sup>6</sup>, on peut en déduire une incertitude systématique<sup>7</sup> de 16 % sur la signification. Par ailleurs, pour le pouvoir de découverte, nous avons accès directement au nombre d'événements signal et bruit de fond. Or, dans l'étude des données réelles, il faudra extraire le bruit de fond à partir de l'information des distributions en masse invariante autour du pic considéré (sidebands). Les incertitudes sur cette soustraction du bruit de fond sont en cours d'étude [34].

<sup>5</sup>Le TDR a été préparé avec CTEQ2L

<sup>6</sup>150 % pour la méconnaissance de la fragmentation, 200 % pour la réponse du détecteur.

<sup>7</sup> $\sigma^2(S/\sqrt{B_{irr} + B_{red}}) = \left(\frac{\sqrt{B_{irr} + B_{red}}}{B_{irr} + B_{red}}\right)^2 \sigma_S^2 + \left(\frac{-S}{2(B_{irr} + B_{red})^{3/2}}\right)^2 \sigma_{B_{irr}}^2 + \left(\frac{-S}{2(B_{irr} + B_{red})^{3/2}}\right)^2 \sigma_{B_{red}}^2$   
 $\sigma^2(S/\sqrt{B_{irr} + B_{red}}) = \frac{1}{B_{irr} + B_{red}} \sigma_S^2 + \frac{S^2}{4(B_{irr} + B_{red})^3} (\sigma_{B_{irr}}^2 + \sigma_{B_{red}}^2)$

### 5.4.2 Méthode de maximum de vraisemblance

Nous avons étudié le potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  par une méthode classique. On peut se demander si l'utilisation de la forme de la distributions des variables cinématiques permet d'augmenter la signification de découverte du Higgs. Cette cinématique est bien décrite par l'utilisation de l'impulsion transverse  $P_{T\gamma\gamma}$  de la paire de photons et de l'angle<sup>8</sup>  $\cos\theta^*$  d'un des photons. Ce dernier correspond à l'angle entre un des photons et l'axe de propagation du système de deux photons dans son référentiel de centre de masse. Les distributions de probabilité de ces variables obtenues avec ResBos sont présentées dans le cas d'un Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$  et une luminosité de  $10 \text{ fb}^{-1}$ , sur la figure 5.37. La section efficace du signal étant beaucoup plus faible que celle du bruit de fond, il est plus facile de générer une grande statistique pour ces événements, d'où l'incertitude plus faible pour ces événements.

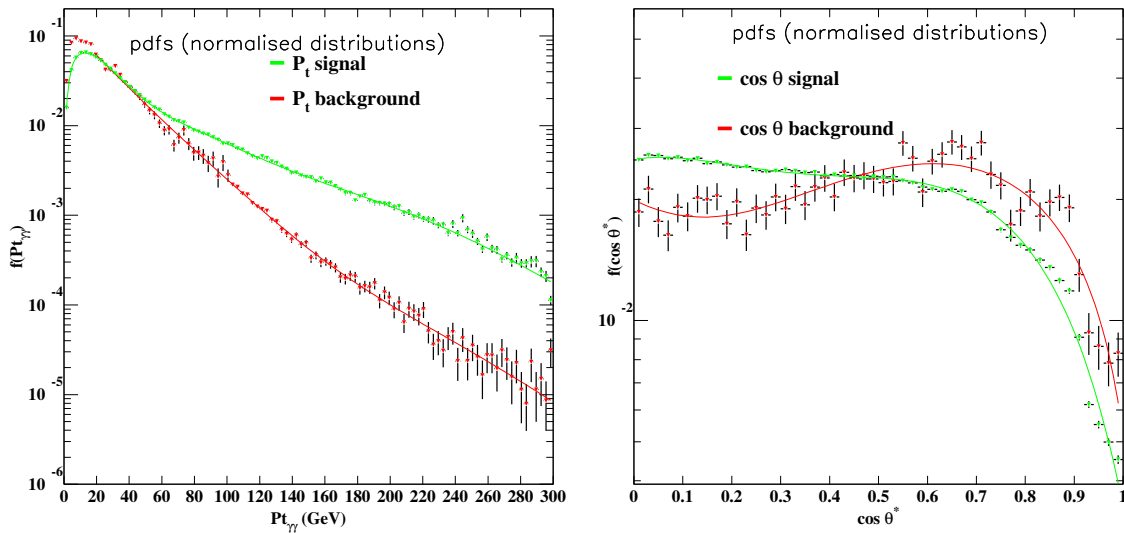


FIG. 5.37 – Distributions en  $P_{T\gamma\gamma}$  et  $\cos\theta^*$  pour le signal et le bruit de fond, pour une masse de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$  et une luminosité de  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

Il apparaît que la distribution en impulsion transverse du signal a une extension bien supérieure à celle du bruit de fond, en raison des contributions de radiations de partons, à la fusion de bosons vectoriels et à la production associée du boson de Higgs. Par ailleurs, les contributions de bruit de fond initiés par  $q\bar{q}$  et  $qg$  ont des échanges de fermions en voie t. Ainsi, elles tendent à avoir des photons vers des angles de diffusion plus faibles dans le centre de masse du système de photons, pour une masse  $M_{\gamma\gamma}$  fixée, par rapport à ceux provenant du Higgs, qui est globalement isotrope en  $\cos\theta^*$  [9]. Ainsi, nous pouvons nous servir de la connaissance de ces formes des variables cinématiques pour augmenter le pouvoir de découverte du canal.

<sup>8</sup>Dans le référentiel du centre de masse, on a  $\sin\theta^* = \frac{P_T^*}{\|P_1^*\|}$  et  $\cos\theta^* = \sqrt{1 - \sin^2\theta^*}$ . Or  $M_{\gamma\gamma}^2 = (P_1^* + P_2^*)^2 = (E_1^* + E_2^*)^2 = 4(E^*)^2$ , d'où  $\cos\theta^* = \sqrt{1 - 4 \frac{(P_T^*)^2}{M_{\gamma\gamma}^2}}$

Techniquement, on génère deux lots de données, un premier lot pour créer les densités de probabilité de chacune des variables, un deuxième lot pour appliquer la méthode de maximum de vraisemblance. Chaque événement de ces deuxièmes lots de données est pondéré par le rapport de vraisemblance  $\chi$  entre les distributions de signal et de bruit de fond. Ce rapport de vraisemblance est le produit, pour chacune des variables, des densités de probabilité entre signal et bruit de fond. La signification avec pondération de rapport de vraisemblance s'écrit <sup>9</sup> [35] :

$$S/\sqrt{B}_{\text{pondéré}} = \frac{N_S \langle \chi_i^S \rangle}{\sqrt{N_B \langle (\chi_i^B)^2 \rangle}} \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{\Pi_i f_s^i}{\Pi_i f_b^i} = \frac{f_S(p_T) f_S(\cos \theta^*)}{f_B(p_T) f_B(\cos \theta^*)} \quad (5.12)$$

Les tableaux 5.9 et 5.10 présentent les significances avec l'analyse de maximum de vraisemblance. Une augmentation de l'ordre de 40 % est obtenue par rapport à l'analyse standard.

	$\mathcal{L} (fb^{-1})$		
	basse luminosité	haute luminosité	
masse (GeV)	10	30	100
120	$5.04 \pm 0.07$	$8.74 \pm 0.11$	$14.97 \pm 0.24$
130	$4.62 \pm 0.05$	$8.00 \pm 0.09$	$13.97 \pm 0.17$
140	$4.79 \pm 0.08$	$8.37 \pm 0.11$	$13.03 \pm 0.13$

TAB. 5.9 – Significances prévues avec l'analyse de maximum de vraisemblance.

La pondération par la valeur du rapport de vraisemblance affecte tout le spectre de masse en introduisant des distorsions de ce dernier. Néanmoins, après soustraction du bruit de fond, on retrouve bien le signal, comme le présente la figure 5.38 dans le cas du boson de Higgs à 120 GeV/ $c^2$  pour un an de basse luminosité. Les grandes incertitudes sont liées à celles du bruit de fond qui a été soustrait. Il convient de préciser que cette méthode est un test d'hypothèse : la méthode de maximum de vraisemblance appliquée permet d'augmenter le potentiel de découverte du Higgs après avoir connaissance de la masse du Higgs. Néanmoins, cette méthode peut se généraliser pour chaque masse de Higgs de la gamme 120-140 GeV/ $c^2$  : on peut, à partir des données au LHC, pondérer les événements par chaque rapport de vraisemblance pour une hypothèse de masse de Higgs donnée, et soustraire le bruit de fond. Des perspectives consisteraient à étudier et quantifier le risque d'augmenter une fluctuation du bruit de fond.

<sup>9</sup>La fluctuation du bruit fait intervenir les poids au carré ( $\sigma^2 = \sum_i \sigma_i^2$ ), donc

$$signi = \frac{N_S \langle \chi_{iL}^S \rangle}{\sqrt{N_B \langle \chi_{iL}^B \rangle}} = \frac{\sum w_i^S \frac{\sum w_i^S \chi_{iL}^S}{\sum w_i^S}}{\sqrt{\sum w_i^B \frac{\sum w_i^B \chi_{iL}^B}{\sum w_i^B}}} = \frac{\sum w_i^S \chi_{iL}^S}{\sqrt{\sum w_i^B (\chi_{iL}^B)^2}} \quad \text{où les } w_i \text{ sont les poids des événements MC.}$$

L'incertitude s'écrit :  $\sigma_{signi}^2 = \frac{\langle \chi_i^S \rangle^2}{N_B \langle (\chi_i^B)^2 \rangle} \sigma_{N_S}^2 + \frac{N_S^2}{N_B \langle (\chi_i^B)^2 \rangle} \sigma_{\langle \chi_i^S \rangle}^2 + \frac{N_S^2 \langle \chi_i^S \rangle^2}{4 N_B \langle (\chi_i^B)^2 \rangle^3} \sigma_{\langle \chi_i^B \rangle}^2 + \frac{N_S^2 \langle \chi_i^S \rangle^2}{4 N_B^3 \langle (\chi_i^B)^2 \rangle} \sigma_{N_B}^2$

	$M_H=120$ GeV		$M_H=130$ GeV		$M_H=140$ GeV	
	TDR	analyse	TDR	analyse	TDR	analyse
$gg \rightarrow H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	3080	-	2907	-	2886
VBF $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	1083	-	831	-	601
autres $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$	-	604	-	0	-	0
signal	1283	4768	1186	3739	973	3487
Born	-	83281	-	55939	-	43482
boîte	-	11519	-	9521	-	7676
irr. $\gamma\gamma$	29000	94800	24700	65460	20600	51158
red. jet-jet (quark)	-	354	-	325	-	279
red. jet-jet (gluon)	-	105	-	108	-	101
red. jet-jet (quark, gluon)	-	775	-	754	-	630
red. jet-jet	4600	1235	4100	1188	3550	1010
red. $\gamma$ -jet (quark)	-	5307	-	4892	-	4214
red. $\gamma$ -jet (gluon)	-	64	-	64	-	59
red. $\gamma$ -jet	5800	5371	4900	4957	4100	4274
S/B ( $10 fb^{-1}$ )	-	0.05	-	0.06	-	0.06
S/B ( $30 fb^{-1}$ )	-	0.05	-	0.06	-	0.07
S/B ( $100 fb^{-1}$ )	0,03	0.05	0,04	0.05	0,03	0.06
$S/\sqrt{B}$ ( $10 fb^{-1}$ )	-	5.04	-	4.62	-	4.79
$S/\sqrt{B}$ ( $30 fb^{-1}$ )	3,9	8.74	4,0	8.00	3,5	8.37
$S/\sqrt{B}$ ( $100 fb^{-1}$ )	6,5	14.97	6,5	13.97	5,8	13.03

TAB. 5.10 – Nombre d'événements pondérés par le rapport de maximum de vraisemblance dans la fenêtre de masse pour différentes masses du Higgs pour une luminosité de  $100 fb^{-1}$  et significances pour différentes luminosités.

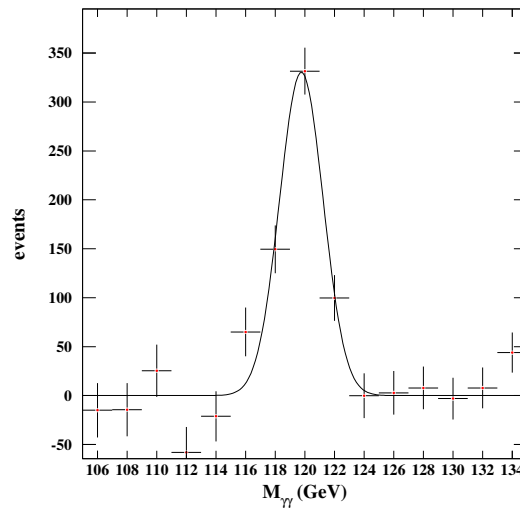


FIG. 5.38 – Distribution du signal après soustraction du bruit de fond avec une pondération de maximum de vraisemblance pour un boson de Higgs à  $120 GeV/c^2$  et un an de basse luminosité ( $\mathcal{L} = 10 fb^{-1}$ ).



## 5.5 Conclusion

L'étude du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  a montré l'existence de deux types de bruits de fond : le bruit de fond irréductible constitué de vrais photons, et le bruit de fond réductible, constitué d'un ou deux jets mal identifiés en photons. Le bruit de fond réductible peut paraître rédhibitoire dans une première approche pour considérer l'utilité du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Cependant, par un choix adéquat de variables discriminantes, on peut réduire ce bruit de fond à un taux de l'ordre de 25 % du bruit de fond irréductible. Afin de bien contraindre la fenêtre en masse pour le calcul du potentiel de découverte du canal considéré, une étude de simulation complète a été faite pour le signal afin de rendre compte des effets du détecteur. Une résolution en masse relative ( $\sigma_{M_H}/M_H$ ) de l'ordre de 1,2 % a été trouvée. Grâce à l'utilisation des prédictions des sections efficaces à l'ordre NLO, le potentiel de découverte a été présenté et montre une amélioration de l'ordre de 50 % sur la signification en comparaison avec l'analyse de 1999 (TDR).

L'étude du bruit de fond irréductible a montré la pertinence du choix de l'impulsion transverse comme variable permettant de discriminer le bruit de fond par rapport au signal. Une étude utilisant une méthode de rapport de maximum de vraisemblance montre un gain supplémentaire sur ce pouvoir de découverte.

En particulier, un boson de Higgs à  $120 \text{ GeV}/c^2$  peut ( $S/\sqrt{B} = 4,97$ ) être découvert en un an de LHC. Il convient de préciser que le gain en signification entraîne un gain au carré en temps de découverte. Finalement, les résultats montrent un gain potentiel en temps de découverte supérieur à 500 % (gain de l'ordre de 230 % sur la signification, Fig. 5.39).

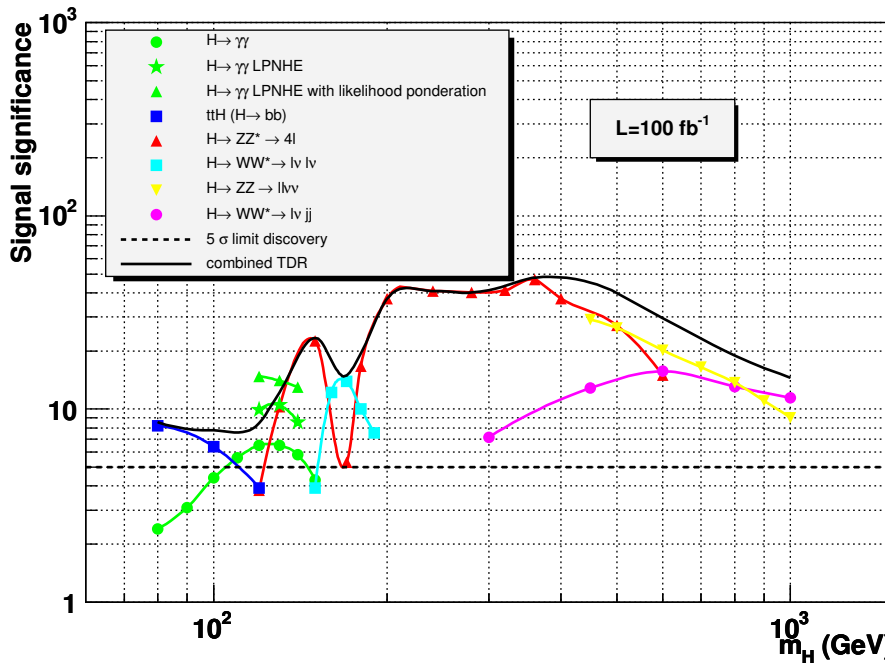


FIG. 5.39 – Potentiels de découverte combinés des différents canaux de recherche du boson de Higgs dans l'analyse du TDR, avec en surimpression, le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  de cette thèse, pour l'analyse classique au NLO ( $\star$ ), et pour la méthode de maximum de vraisemblance ( $\blacktriangle$ ).

L'étude a montré l'existence d'incertitudes, dues à la méconnaissance de la fonction de structure du proton, aux incertitudes sur les sections efficaces partoniques au NLO, et aux incertitudes dues aux échelles de factorisation et de renormalisation. Un travail de collaboration entre théoriciens et expérimentateurs pourra sans doute diminuer ces incertitudes avec les données du Tevatron et les premières données du LHC. Finalement, il sera nécessaire de mesurer le bruit de fond au LHC pour tenir compte de ces incertitudes.

En conclusion, depuis les premiers travaux remontant à 1992 au sein d'ATLAS [36], [33], du TDR en 1999, des améliorations n'ont pas cessé de se développer pour la recherche du Higgs. D'autres ne manqueront pas d'apparaître, avec l'amélioration des densités de partons et des prédictions théoriques, ainsi que l'amélioration des méthodes de calibration du détecteur.

L'analyse présentée dans cette thèse porte sur la recherche inclusive du boson de Higgs. Une recherche dans des canaux de type  $H+1$  ou 2 jets peuvent être envisagée, en utilisant les outils développés par le groupe de l'Université de Wisconsin. Par ailleurs, le nouveau programme JetPhox est en cours de développement par J. Ph. Guillet afin d'étudier plus précisément le bruit de fond réductible.

Le Higgs n'est pas encore découvert. La recherche continue. Rendez-vous en 2007 pour le démarrage probable du LHC.



# Bibliographie

- [1] ATLAS detector and physics performance Technical Design Report, Vol II.
- [2] ALEPH 99-007 CONF-99-003, mars 1999.  
DELPHI 99-8 CONF-208.  
L3 Notes 2382, 2383, mars 1999.  
OPAL Note PN382, mars 1999.
- [3] S. Eidelman et al., Phys. Lett., B592:1, 2004.
- [4] P. Renton, Global EW fit and Higgs mass, ICHEP 2004.
- [5] C. Anastasiou, K. Melnikov, Nucl. Phys., B646:220, 2002.
- [6] V. Ravindran, J. Smith, W. L. Van Neerven, hep-ph/0302135v2.
- [7] R. V. Harlander, W. B. Kilgore, Phys. Rev. Lett. 88:201801, 2002.
- [8] C. Balazs, Ph. D. Thesis, Univ. Michigan, Soft gluon effects on electroweak boson production in hadron collisions, hep-ph/9906422.
- [9] Z. Bern, L. Dixon, C. Schmidt, Phys. Rev., D66:074018, 2002.  
Z. Bern, L. Dixon, C. Schmidt, Isolating a light Higgs boson from the di-photon background at the LHC, hep-ph/0206191.
- [10] T. Binoth, J.P. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, A full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions, Eur. Phys. J., C16:311, 2000, LAPTH-760-99, Nov 1999, hep-ph/9911340.
- [11] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, P. Nadolsky, W.K. Tung, New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis, hep-ph/0201195.
- [12] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15:78, 1972.  
G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys., B126:298, 1977.  
Yu. L. Dokshitzer, JETP 46:641, 1977.

- [13] S. Alekhin, Phys. Rev., D63:094022, 2001, Phys. Rev., D68:014002, 2003.
- [14] The MRST Collaboration, A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, R. S. Thorne, Eur. Phys. J. C28:455, 2003, hep-ph/0211080.
- [15] C. Balazs, C.P. Yuan, Soft gluon effects on lepton pairs at hadron colliders, Phys. Rev., D56:5558-5583, 1997, hep-ph/9704258
- [16] R. Broch et al. (CTEQ Collaboration) Handbook of perturbative QCD, version 1.1, sept 1994, Fermilab-pub-94-316.  
W. Furmanski, R. Petronzio, Z. Phys., C11:293, 1982.
- [17] J. C. Collins, D. Soper, Nucl. Phys., B193:381, 1981.  
J. C. Collins, D. Soper, Nucl. Phys., B213:545, 1983.  
J. C. Collins, D. Soper, Nucl. Phys., B197:446, 1982.  
J. C. Collins, D. Soper, G. Sterman, Phys. Lett., B109:388, 1982.  
J. C. Collins, D. Soper, G. Sterman, Nucl. Phys., B223:381, 1983.  
J. C. Collins, D. Soper, G. Sterman, Phys. Lett., B126:275, 1983.  
J. C. Collins, D. Soper, G. Sterman, Nucl. Phys., B250:199, 1985.
- [18] Z. Bern, L. Dixon and C. Schmidt, priv. comm.
- [19] ATLAS collaboration, TDR ATLAS detector and physics performance, vol. 1, 1999, CERN/LHC 99-14, ATLAS-TDR-14.
- [20] F. Gianotti, I. Vichou, ATLAS Internal Note, ATL-PHYS-96-078.
- [21] T. Binoth, J. Ph. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, A next-to-leading order study of photon-pion and pion pair hadron-production in the light of the Higgs boson search at the LHC, EPJ direct, C7:1-22, 2002.
- [22] Z. Kunszt, S. Moretti, W. J. Stirling, Higgs production at the LHC : an update on cross sections an branching ratios, hep-ph/9611397v2.
- [23] Internal Report DESY T-95-05 hep-ph/9510347 octobre 1995.
- [24] M. Spira, priv. comm.
- [25] A. Djouadi, Samir Ferrag, CERN-TH-2003-214, PM-03-15, Oct 2003, Phys. Lett., B586:345-352, 2004, hep-ph/0310209.
- [26] A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, HDECAY : a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension, hep-ph/9704448.

- [27] A. Kulesza, G. Sterman, W. Vogelsang, The resummed Higgs boson transverse momentum distribution at the LHC, hep-ph/0311265.
- [28] G. Bozzi, S. Catani, D. De Florian, M. Grazzini, The  $q_T$  spectrum of the Higgs boson at the LHC in QCD perturbation theory, hep-ph/0302104.
- [29] V. Ravindran, J. Smith and W. L. van Neerven, priv. comm.
- [30] L. Carminati, priv. comm.
- [31] L. Carminati,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  final results, Higgs Working Group, 3 novembre 2004.
- [32] C. Seez et coll., dans Aachen Large Hadron Collider Workshop, CERN 90-10 Vol II (1990).  
D. Dicus et S. Willenbrock, Phys. Rev., D37:1801, 1988.  
S. Mrenna et coll., note interne à la collaboration GEM, TN-93-373, 1993.
- [33] V. Tisserand, Optimisation du détecteur ATLAS pour la recherche du boson de Higgs se désintégrant en deux photons au LHC, thèse de l'Université Paris XI, LAL 97-01.
- [34] K. Cranmer, S. Paganis, Coverage Studies for  $H \rightarrow \gamma\gamma$ , 4 mars 2005, ATL-COM-PHYS-2005-006.
- [35] R. R. Wilcos, Applying contemporary statistiques techniques, Academic press 2003.  
M. R. Spiegel, J. Schiller, R. A. Srinivasan, Schaum's Outlines, Probability and Statistics, second edition, Mac Graw Hill.
- [36] L. Fayard, G. Unal, Eagle Internal Note, ATL-PHYS-92-001.



# Chapitre 6

## Recherche de dimensions supplémentaires

### 6.1 Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons constaté que la masse du Higgs présentait un problème de naturalité, c'est-à-dire que sa masse reçoit des corrections radiatives en loi de puissance de la coupure de validité du Modèle Standard. Plus particulièrement, il existe plusieurs échelles d'énergie dans la nature : l'échelle d'énergie électrofaible  $M_{EW} \sim 246 \text{ GeV}/c^2$  et l'échelle de Planck  $M_{Pl} \sim 10^{19} \text{ GeV}/c^2$ , pour laquelle la gravitation devient importante et ne peut plus être négligée dans les interactions. Ces échelles présentent un rapport gigantesque  $\frac{M_{Pl}}{M_{EW}} \sim \frac{10^{19}}{10^3} = 10^{16}$ , dont l'origine est inconnue. Parmi les théories au-delà du Modèle Standard, certaines considèrent l'existence de dimensions supplémentaires d'espace<sup>1</sup> dont la géométrie résout ce problème de hiérarchie entre les différentes échelles d'énergie de la nature. Leur construction a nécessité de longues années [1] et reste un champ actif de la physique théorique.

En 1914, Nordström [2] écrit les équations de Maxwell en 5 dimensions et obtient une théorie de l'électromagnétisme et de la gravitation. En 1919, alors que les équations de la relativité générale d'Einstein sont désormais connues, Kaluza [3] écrit les équations de la relativité générale d'Einstein en 5 dimensions et retrouve que les équations de l'électromagnétisme de Maxwell et de la relativité générale apparaissent de manière naturelle grâce à l'introduction d'une cinquième dimension. Dans les approches de Nordström et Kaluza, l'hypothèse de l'enroulement de la cinquième dimension sur un cercle est nécessaire pour obtenir les théories connues à 4 dimensions. Pourtant ces dimensions supplémentaires ne sont pas observées expérimentalement. En 1926, Klein [4] propose que les dimensions supplémentaires peuvent être aussi petites que l'échelle de Planck. En 1990, pour expliquer la brisure nécessaire de la supersymétrie, Antoniadis [5] considère l'existence de dimensions supplémentaires à l'ordre du TeV. L'intérêt pour les dimensions supplémentaires renaît et se développe avec notamment les études de Arkhni-Hamed, Dimopoulos, Dvali [6], de Randall et Sundrum [7] qui abordent la résolution du problème de

---

<sup>1</sup>Les dimensions supplémentaires de temps ne sont pas considérées pour des raisons de causalité.



hiérarchie, puis de Dienes, Dudas et Ghergetta [8] qui prédisent l'unification des interactions en présence de dimensions supplémentaires à des échelles pouvant être de quelques dizaines de TeV.

## 6.2 Les concepts de base

Dans la majeure partie des scénarii, l'univers observable est un espace à 3 dimensions, appelé variété (brane), inclus dans un espace à  $D = 3 + 1 + \delta$  dimensions, appelé bulk, où  $\delta$  est le nombre de dimensions supplémentaires, qui sont transverses aux 3 dimensions spatiales usuelles.

Les modèles de base confinent les fermions et les bosons du Modèle Standard sur la 3-brane, constituée de dimensions étendues, alors que la gravité (gravitons) se propage dans un espace de plus haute dimension enroulée (Fig. 6.2). Dans ce cas, les champs du Modèle Standard ont leur comportement habituel, alors que les champs gravitationnels se propagent dans  $3 + 1 + \delta$  dimensions, et s'atténuent donc naturellement dans notre espace usuel à 3+1 dimensions. La motivation pour de telles hypothèses est apportée par la théorie des cordes où toutes les particules sont décrites par des modes de vibration d'objets unidimensionnels connus sous le nom de cordes. Les cordes peuvent être ouvertes (comme les cordes d'une guitare) ou fermées (comme un élastique). Il se trouve que les gravitons sont solutions des cordes fermées alors que toutes les autres particules sont solutions des cordes ouvertes. La tension des cordes ouvertes garde les fermions et bosons de jauge (autres que graviton) sur la brane alors que les gravitons sont libres de se propager dans les dimensions supplémentaires.

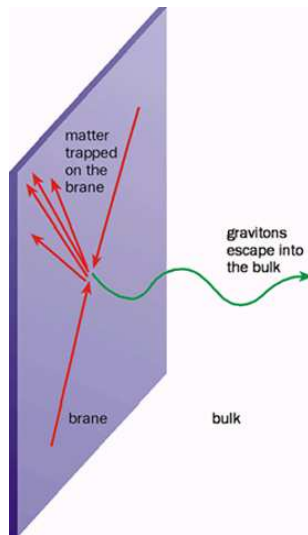


FIG. 6.1 – Confinement des fermions sur la 3-brane et propagation des gravitations dans les dimensions supplémentaires [9].

Dans ce scénario, les dimensions supplémentaires ont une extension finie caractérisée par l'extension spatiale  $R$ , où l'échelle d'énergie  $M_c = \frac{1}{R}$  est l'échelle de

compactification. Cette taille caractéristique doit être inférieure à la plus petite distance sondée sans déviation par les expériences pour une interaction donnée, par exemple  $200 \mu m$  pour la gravité,  $10^{-18}m$  pour les champs de jauge du Modèle Standard. Ces dimensions supplémentaires sont cachées pour un observateur situé sur la 3-brane car il ne peut pas résoudre les dimensions supplémentaires transverses sans des énergies très élevées qui n'ont pour l'instant jamais été atteintes.

Différents modèles peuvent être proposés suivant les contraintes que l'on impose sur la localisation des fermions et bosons du Modèle Standard. Les modèles les plus couramment étudiés car représentatifs de 2 grandes catégories de modèles proposées sont le modèle ADD (Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali) et le modèle de Randall-Sundrum. En conséquence de la taille finie des dimensions supplémentaires, il existe des conditions aux limites imposant une quantification des champs se propageant dans les dimensions supplémentaires. Par un développement en série de Fourier, les champs s'écrivent comme une série d'états, aboutissant à des résonances, équidistantes dans le cas du modèle de ADD étudié plus loin, par une combinaison linéaire de fonctions de Bessel dans le cas du modèle de Randall-Sundrum.

### 6.2.1 Le modèle ADD, grandes dimensions supplémentaires

Etant donné que l'échelle électrofaible semble exister du fait de la brisure spontanée de symétrie, par l'existence des masses des W, Z et des fermions, Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [6] ont proposé que l'échelle de la gravitation soit du même ordre de grandeur que l'échelle électrofaible  $m_{EW}$ . Supposons qu'il existe  $n$  dimensions supplémentaires compactifiées de rayon  $R$ . Alors l'échelle de Planck  $M_{Pl(4+n)}$  dans la théorie à  $4+n$  dimensions est choisie pour être égale à l'échelle électrofaible :  $M_{Pl(4+n)} \sim m_{EW}$ . Dans ce cas, la masse test  $m_1$  subira le potentiel créé par la masse test  $m_2$  placée à une distance  $r \ll R$  et le système aura une énergie potentielle gouvernée par une loi de Gauss à  $4+n$  dimensions :

$$E_p(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2} r^{n+1}} \quad \text{pour } r \ll R \quad (6.1)$$

En revanche, pour des distances  $r \gg R$ , les lignes de flux des champs gravitationnels ne peuvent pas se propager dans les dimensions supplémentaires (à des énergies  $\sim 1/R$ ), d'où l'énergie potentielle habituelle en  $1/r$  :

$$E_p(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{Pl(4+n)}^{n+2} R^n r} \quad \text{pour } r \gg R \quad (6.2)$$

On en déduit l'échelle de Planck effective suivant la relation :

$$M_{Pl}^2 \sim M_{Pl(4+n)}^{2+n} R^n \quad (6.3)$$

Si on considère qu'il existe une seule échelle d'énergie : l'échelle électrofaible, alors on peut essayer d'imposer la condition  $M_{Pl(4+n)} \sim m_{EW}$ . En supposant une même taille pour toutes les dimensions supplémentaires, on aboutit à une contrainte sur leur taille :

$$R \sim 10^{\frac{32}{n}-17} cm \left( \frac{1 \text{ TeV}}{m_{EW} c^2} \right)^{1+\frac{2}{n}} \quad (6.4)$$

Pour  $n = 1$ ,  $R \sim 10^{15} \text{cm}$  implique des déviations de lois de Newton à des distances de l'ordre du système solaire, ce qui est exclu. Par contre, pour  $n \geq 2$ , la modification de la loi de Newton apparaît à des distances bien plus faibles. Le cas  $n = 2$  conduit à  $R \sim 1 \text{mm}$ , ce qui conduit à une modification de la loi de gravité de  $1/r^2 \rightarrow 1/r^4$ , ce qui est également exclu. Les cas  $n > 2$  ne sont néanmoins pas exclus.

De manière phénoménologique, la condition aux limites impose un spectre de Kaluza-Klein pour le boson de jauge associé à la gravitation : le graviton

$$\Phi(x_\mu, y) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{\frac{iky}{R_c}} \Phi^{(k)}(x_\mu) \quad (6.5)$$

Chaque état de Kaluza-Klein porte une masse différente mais un spin et des nombres quantiques identiques. En substituant ce champ dans l'équation de Klein-Gordon  $(\partial^\mu \partial_\mu - m_0^2)\Phi = 0$ , on obtient la masse de chaque mode  $n$  :

$$\sum_k [\partial^\mu \partial_\mu - m_0^2] e^{\frac{iky}{R_c}} \Phi^{(k)}(x_\mu) = \sum_k \left[ -\frac{k^2}{R_c^2} - m_0^2 \right] e^{\frac{iky}{R_c}} \Phi^{(k)}(x_\mu) + e^{\frac{iky}{R_c}} \partial^\mu \partial_\mu \Phi^{(k)}(x_\mu) \quad (6.6)$$

Soit un spectre équidistant de résonances :

$$m_n^2 = m_0^2 + n^2 M_c^2 \quad (6.7)$$

où  $M_c = \frac{1}{R_c}$  est la masse de compactification.

### 6.2.2 Modèle de Randall-Sundrum

Randall et Sundrum [7] ont proposé en 1999 un autre modèle dans lequel la hiérarchie entre l'échelle de Planck et l'échelle électrofaible est générée par une dépendance de la métrique exponentielle en fonction de la coordonnée  $y$  de la dimension supplémentaire. La géométrie est celle d'un espace dit Anti-de-Sitter à 5 dimension ( $AdS_5$ ). Il existe deux 3-branes, localisées aux extrémités de l'espace  $AdS_5$  :

- la 3-brane TeV, située à  $y = \pi R_c$  contient les champs de jauge du Modèle Standard, où  $R_c$  est la taille caractéristique de la dimension supplémentaire.
- la brane Planck, située à  $y = 0$ , contient la restriction aux 4 dimensions de la gravité.

La métrique pour ce scénario est :

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2 \quad (6.8)$$

où le terme exponentiel en la 5<sup>e</sup> dimension est un terme de gauchissement (warp factor). Le paramètre  $k$  gouverne le degré de courbure de l'espace  $AdS_5$ . La masse de Planck effective  $M_{Pl}$  à 4 dimensions et la masse de Planck réelle  $M_5$  sont reliées par la formule :

$$M_{Pl}^2 = \frac{M_5^3}{k} (1 - e^{-2kR_c\pi}) \quad (6.9)$$

Une conséquence de ce facteur est qu'une échelle fondamentale située en  $y = 0$  est décalée par ce facteur sur l'autre brane en  $y = \pi R_c$ . Ainsi, une solution au problème de hiérarchie peut être fournie : si la gravité est localisée sur la brane de Planck en  $y = 0$ , et par le choix  $kR_c \sim 12$ , la masse de Planck  $M_{Pl}$  grande dans notre brane, est décalée à une échelle de masse  $\Lambda_\pi = M_{Pl}e^{-kR_c\pi}$  de l'ordre du TeV sur la brane Planck.

Cependant, contrairement à l'approche ADD, les masses des résonances de graviton de l'ordre du TeV, ne sont plus équidistants, mais donnés par la formule :

$$m_n = kx_n e^{-kR_c\pi} = kx_n \frac{\Lambda_\pi}{M_{Pl}} \quad (6.10)$$

où les  $x_n$  sont les racines des fonctions de Bessel d'ordre 1. Le couplage du mode 0 du graviton KK aux champs du Modèle Standard est supprimé par l'échelle de Planck. En revanche, les modes non nuls peuvent être directement produits aux collisionneurs si l'énergie est suffisante, étant donné que les couplages aux champs standard sont supprimés par l'échelle de Planck décalée par le facteur  $\left(\frac{1}{M_{Pl}e^{-kR_c\pi}}\right)$ .

Dans le cadre de ce modèle, l'interaction entre les gravitons et les champs standards sont donnés par :

$$\Delta\mathcal{L} = -\frac{1}{M_{Pl}}T^{\mu\nu}(x)h_{\mu\nu}^{(0)}(x) - \frac{1}{\Lambda_\pi}T^{\mu\nu}(x)\sum_{n=1}^{\infty}h_{\mu\nu}^{(n)}(x) \quad (6.11)$$

Le premier terme, décrivant l'interaction entre le mode fondamental du graviton et les champs du Modèle Standard, est supprimé par un terme en  $1/M_{Pl}$ , rendant son effet caduc pour toute recherche phénoménologique. Le second terme, décrivant l'interaction des excitations de Kaluza-Klein du graviton avec les champs standards, possède une constante de couplage beaucoup plus grande puisque  $\Lambda_\pi$  peut être de l'ordre du TeV. La conséquence phénoménologique de ce second terme est importante et conduit à des prédictions testables auprès des accélérateurs.

Les propriétés du modèle sont décrites par deux paramètres : le facteur  $e^{-kR_c\pi}$  et le rapport  $\frac{k}{M_{Pl}}$ . On peut par ailleurs expliquer comment la valeur de  $R_c$  est stabilisée en introduisant un nouveau champ scalaire dans le bulk avec des interactions localisées sur les branes. Ce champ scalaire, appelé radion [10], possède une valeur moyenne dans le vide non nulle. Après stabilisation, le radion devient massif et permet de résoudre le problème de hiérarchie pour  $kR_c \sim 12$ . Le radion se couple aux champs du Modèle Standard. L'étude de déviations du spectre de sections efficaces permet de le découvrir. La phénoménologie du radion est proche de celle du Higgs, si ce n'est que le couplage aux gluons de ce premier est plus importante.

### 6.2.3 Variantes

Une variation du modèle de ADD est l'ensemble des modèles avec des «petites» dimensions supplémentaires de l'ordre du  $\text{TeV}^{-1}$  [5]. Ces «petites» dimensions supplémentaires, ne résolvent pas le problème de hiérarchie, mais elles peuvent

être incluses dans un modèle plus large où il existe en plus des «grandes» dimensions supplémentaires, résolvant le problème de hiérarchie. Ce scénario contient donc de larges dimensions supplémentaires dans laquelle seule la gravité peut se propager, et de «petites» dimensions supplémentaires, où les champs de jauge du Modèle Standard peuvent se propager. A l'intérieur de ces «petites» dimensions supplémentaires, l'effet de la gravité est négligeable par rapport aux interactions de jauge.

Si les fermions peuvent en outre se propager dans les dimensions supplémentaires, on parle de dimensions supplémentaires universelles.

## 6.3 Contraintes expérimentales

### 6.3.1 Tests de la loi de gravitation à courte distance

Des tests de la loi de gravitation à une échelle submillimétrique ont été développées par différents groupes d'expérimentateurs. Le principe est de rechercher des déviations à la loi en  $1/r^2$  de la force de gravitation. L'énergie potentielle entre deux masses tests  $m_1$  et  $m_2$  est modélisée par l'interaction de Yukawa et permet de déduire les caractéristiques d'une géométrie avec dimensions supplémentaires :

$$E_p(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda}) = -\frac{1}{8\pi M_{Pl}^{2+\delta} R_C} \frac{m_1 m_2}{r} \quad (6.12)$$

où  $\alpha$  est un paramètre sans dimension relié à la force de la nouvelle interaction de gravitation,  $\lambda$  est la portée de cette interaction,  $\delta$  est le nombre de dimensions supplémentaires.

A cause de la faible interaction de la gravitation, il est très important d'éliminer les effets de bruit. Cela inclut les effets électrostatiques et magnétiques. D'autres problèmes sont causés par les vibrations acoustiques et sismiques. Quand ces effets sont éliminés, le problème suivant est le bruit thermique. Enfin, lorsque la distance entre les masses approche l'ordre de grandeur du  $\mu m$ , un nouveau problème apparaît : les forces de Casimir et les forces d'attraction moléculaires de Van der Waals deviennent dominantes sur la gravité, rendant difficile d'étudier la gravitation elle-même.

L'effet Casimir [11], prédit en 1948 par le physicien du même nom, se manifeste par une faible force attractive entre deux plaques conductrices, non chargées, parallèles et très faiblement distantes :

$$F = \frac{\pi^2 \hbar c}{240 a^4} A \quad (6.13)$$

où  $A$  est l'aire des plaques et  $a$  la distance qui les sépare. Cette force est due aux fluctuations quantiques du champ électromagnétique dans le vide. Entre deux plaques, seuls les photons virtuels dont les longueurs d'onde sont un sous-multiple de la distance entre les plaques ont des contributions non destructives. Si la distance entre les plaques est inférieure à leur distance avec les faces de la cavité, alors il existera

davantage de modes de résonance entre les faces de la cavité et les plaques, qu'entre les plaques elles-mêmes (Fig. 6.2). La pression de radiation qui s'exerce sur les faces internes des plaques est donc inférieure à celle qui s'applique sur leurs faces externes. Il en résulte une force très faible qui rapproche les plaques l'une vers l'autre.

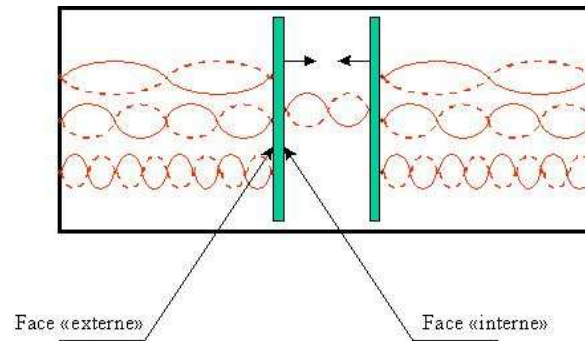


FIG. 6.2 – *Effet Casimir.*

Les résultats de Lamoreaux [12] en 1996 ont confirmé cette théorie (incertitude de 5 %). D'autres particules que le photon engendrent aussi un léger effet mais seule la force due aux photons est mesurable. Tous les bosons, par exemple les photons, produisent une force de Casimir attractive, alors que les fermions engendrent une répulsion. Si l'électromagnétisme était supersymétrique, les superpartenaires du photon annuleraient exactement celles due aux photons et il n'y aurait pas de mouvement, de sorte que si la supersymétrie existe dans la nature alors elle doit être une symétrie brisée.

#### 6.3.1.1 Expériences de lois de gravitation à faible distance

Il y a deux types d'expériences pour mesurer la gravitation à courte distance : la gravitation classique (basse fréquence) et les expériences à haute fréquence.

Les expériences de gravitation classique utilisent une balance de torsion. C'est par une telle technique que Cavendish a mesuré la loi de gravitation dans la gamme de 10 cm en 1798. A notre époque, il y a deux groupes expérimentaux qui utilisent la technique de balance de torsion : le groupe Irvine à l'université de Californie [13], et le groupe EÖT-WASH [14] à l'université de Washington.

Dans le cas du groupe EÖT-WASH, l'expérience pour la mesure a été faite en février 2001 avec un pendule de torsion dont le schéma est donné sur la figure 6.3. Le principe est de faire tourner le disque du bas (attracteur) et d'observer les oscillations du disque du haut (pendule), produit par le couple gravitationnel.

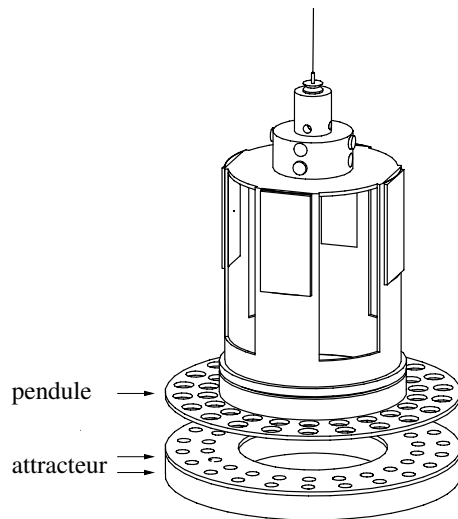


FIG. 6.3 – Schéma de l'instrument Mark V utilisé pour le test de la gravitation à l'échelle microscopique [14].

En fait, l'attracteur est composé de deux disques décalés de 18 degrés qui compensent mutuellement le couple pour une distance donnée entre les deux disques. Si la loi en  $1/r^2$  est vraie, le couple du bas doit compenser le couple du haut, et il ne devrait pas y avoir d'oscillation. En fait, cette compensation n'est valide que pour une distance fixée entre deux points des disques, de sorte qu'il y a en fait toujours des oscillations, mais l'amplitude du retour en fonction de la distance entre les disques est caractéristique de la loi de gravitation.

Jusqu'à présent, les résultats expérimentaux n'ont pas montré de déviation de la loi de Newton. En l'absence de telles déviations, les résultats sont portés dans l'espace des paramètres  $\alpha - \lambda$ . Les contraintes apportées par l'expérience EÖT-WASH sur les paramètres  $\lambda$  et  $\alpha$ , ainsi que d'autres expériences, sont présentées sur la figure 6.4. Les résultats impliquent que dans un scénario avec deux dimensions supplémentaires, leur taille est inférieure à  $150 \mu m$  avec 95 % de niveau de confiance. Pour davantage de dimensions supplémentaires, la contrainte sur la plus grande est d'être inférieure à  $200 \mu m$ . Les expériences de balance de torsion sont limitées par le bruit à basse fréquence. Des expériences se sont développées à haute fréquence. Trois groupes expérimentaux principaux utilisent ces techniques : le groupe de J. C. Price à l'université de Colorado [15], le groupe de S. Schiller à l'université de Düsseldorf [16], le groupe de A. Kapitulnik à l'université de Stanford [17]. Des échelles jusqu'à  $15 \mu m$  pourraient être sondées.

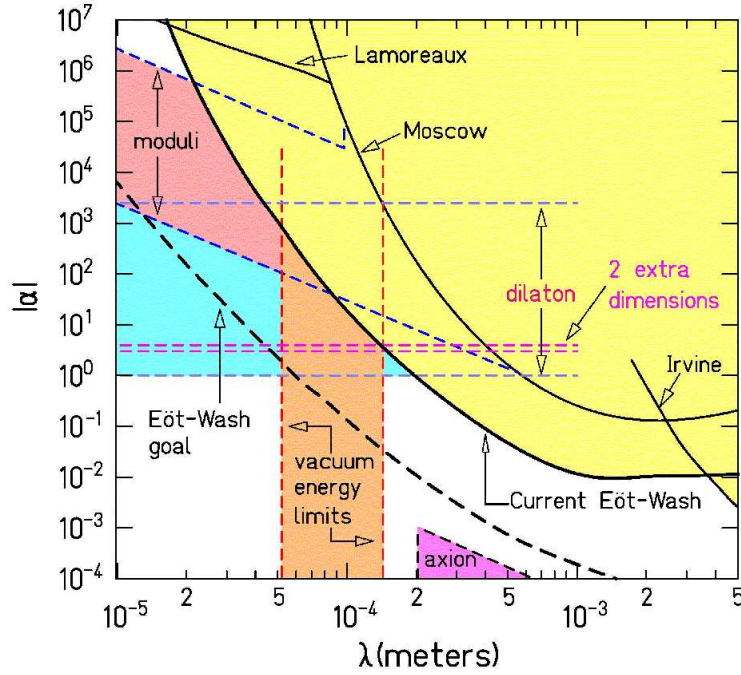


FIG. 6.4 – Limites à 95 % de niveau de confiance [18] sur la force  $\alpha$  et la portée  $\lambda$  de l'interaction de Yukawa dans le potentiel de Newton  $V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} (1 + \alpha e^{-r/\lambda})$ .

### 6.3.2 Contraintes des accélérateurs et de l'astrophysique

Dans les scénarii où seule la gravitation peut se propager dans les dimensions supplémentaires (ADD), deux types principaux de recherche existent : la production directe de gravitons de Kaluza-Klein, et le processus d'échange de gravitons virtuels.

Dans le premier cas, une collision entre deux protons (où proton-antiproton dans le cas du Tevatron) crée un jet et un graviton. Ce dernier, peut se propager dans les dimensions supplémentaires, si elles existent. Un autre processus est la production de gravitons de Kaluza-Klein dans une annihilation électron-positron (LEP II), produisant un photon et de l'énergie transverse manquante. Cette énergie manquante peut être associée au graviton de Kaluza-Klein. Le principe est de mesurer la différence d'énergie entre le photon émis et l'énergie avant la collision. Dans le deuxième cas, l'influence des dimensions supplémentaires peut se manifester également par les échanges virtuelles des gravitons de Kaluza-Klein, par la réaction  $q\bar{q} \rightarrow G_{KK} \rightarrow e^+e^-$ .

Les limites apportées par les accélérateurs sont résumées dans la référence [19]. Par exemple, pour le modèle ADD, les limites à 95 % de niveau de confiance sont, dans le cas de LEP, pour  $n = 2$ ,  $n = 4$ , et  $n = 6$  dimensions supplémentaires, respectivement  $M_C > 1,36 \text{ TeV}/c^2$ ,  $M_C > 0,84 \text{ TeV}/c^2$ ,  $M_C > 0,59 \text{ TeV}/c^2$ . Dans le cas du Tevatron, pour  $n = 4$ ,  $n = 6$ , et  $n = 8$  dimensions supplémentaires, respectivement  $M_C > 0,55 \text{ TeV}/c^2$ ,  $M_C > 0,58 \text{ TeV}/c^2$ ,  $M_C > 0,60 \text{ TeV}/c^2$ .



Dans le cas de dimensions supplémentaires universelles, pour lesquelles tous les champs (fermions et bosons) peuvent se propager dans les dimensions supplémentaires, les limites sont de  $300 \text{ GeV}/c^2$  [20] pour une dimension supplémentaire, et de 400 à  $800 \text{ GeV}/c^2$  pour deux dimensions supplémentaires.

D'autres résultats proviennent de l'astrophysique et de la cosmologie [21]. On recherche différents indices d'une déviation par rapport au Modèle Standard. Par exemple, on peut considérer le refroidissement anormal des supernovae à cause de l'émission de gravitons dans les dimensions supplémentaires. De même, on peut considérer la distorsion du bruit de fond cosmique de rayons gamma à cause de la désintégration de gravitons des dimensions supplémentaires dans notre brane. Les limites les plus pessimistes sont, dans le cas de 2 dimensions supplémentaires, pour un scénario de type ADD, une limite basse est obtenue sur la masse de compactification :  $M_C \geq 10 \text{ TeV}/c^2$ . Pour 3 dimensions supplémentaires, la limite devient à  $0,78 \text{ TeV}/c^2$ .

## 6.4 Recherche au LHC

### 6.4.1 Les canaux envisagés

Pour rechercher les dimensions supplémentaires dans le cadre des différents modèles envisagés, de nombreuses études ont été menées dans le cadre de l'expérience ATLAS. L'ensemble des scénarii phénoménologiques ont été étudiés et peuvent être décomposés de la manière suivante :

#### Recherche de Grandes Dimensions Supplémentaires (ADD) [22]

Dans le cadre de ce modèle, on attend la production directe de graviton qui peut être mis en évidence en étudiant le canal  $pp \rightarrow jet + E_T^{miss}$ . La contribution de l'échange de gravitons virtuels conduit à une modification des sections efficaces standard qui peut être recherchée dans le canal  $pp \rightarrow \gamma\gamma$  ou  $pp \rightarrow 2l$ . Ces études ont montré une bonne sensibilité du détecteur ATLAS à cette phénoménologie et la possibilité d'observer une échelle fondamentale associée au rayon de compactification comprise entre 6 et  $9 \text{ TeV}/c^2$  pour 2 à 4 dimensions supplémentaires, pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

#### Recherche de signaux à la Randall-Sundrum [23]

Dans le cadre de ce modèle, la première excitation du graviton est attendue à une masse de l'ordre du TeV et doit se présenter comme une résonance étroite. La mise en évidence expérimentale la plus déterminante consiste à mesurer le spin 2 attendu pour une telle particule. Une telle recherche est possible dans le canal de désintégration du graviton en une paire électron-positron. Dans le cas pessimiste d'un couplage faible ( $k/\Lambda_\pi = 0,01$ ), ce signal est observable si la masse du premier état de Kaluza-Klein du graviton est comprise entre 0,5 et  $2 \text{ TeV}/c^2$ . La séparation entre la production d'un objet de spin 2 et celle d'un boson de spin 1 semble possible jusqu'à une masse de  $1,72 \text{ TeV}/c^2$ . Par ailleurs, la théorie prédit l'existence

d'excitations transverses de la dimension supplémentaire dont l'effet à 4 dimensions se caractérise par l'apparition d'un champ scalaire (le radion) dont les propriétés peuvent être assez proches de celles d'un boson de Higgs standard. La recherche d'une telle particule a été étudiée dans ATLAS en fonction de la masse du radion et du mélange potentiel entre ce champ et le champ de Higgs usuel. Des échelles de l'ordre de quelques TeV semblent accessibles au LHC.

#### **Recherche de dimensions supplémentaires de taille $\sim TeV^{-1}$ [24]**

Dans l'hypothèse où certaines dimensions supplémentaires peuvent avoir une échelle caractéristique de l'ordre du TeV, rien n'interdit la propagation des bosons de jauge dans ces dimensions. La conséquence phénoménologique est l'existence de résonances de Kaluza-Klein des bosons de jauge dont l'effet peut se manifester soit par leur production directe, soit par leurs échanges virtuels conduisant à une déviation des sections efficaces standards ou à une altération des équations du groupe de renormalisation. Une étude relative à l'existence de résonances de Kaluza-Klein du gluon, que nous avons mené, sera détaillée dans la suite de ce chapitre. D'autres études visant à mettre en évidence l'existence de résonances de Kaluza-Klein du photon, du  $Z^0$  ou des  $W$  ont également été menées et permettront la découverte de telles résonances jusqu'à une échelle de l'ordre de 6 TeV avec  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données.

#### **Recherche de dimensions supplémentaires universelles [25]**

Dans ce scénario, l'ensemble des champs pouvant se propager dans l'ensemble de l'espace, la conservation de l'énergie impose la conservation du nombre quantique associé à la résonance de Kaluza-Klein échangée. La conséquence directe est que les états de Kaluza-Klein ne peuvent être produits que par paire. Dans ATLAS, la recherche d'excitations des quarks légers a été menée dans le canal  $pp \rightarrow 2 \text{ jets} + E_T^{miss}$ , et permettra de mettre en évidence un tel signal si l'échelle de compactification est inférieure à  $2,7 \text{ TeV}/c^2$ .

#### **Recherche de dimensions supplémentaires dans le cadre de modèles supersymétriques [26]**

Rien n'empêche l'existence simultanée de la supersymétrie et des dimensions supplémentaires. La théorie des cordes favorise même cette hypothèse. Dans ce cadre, la recherche de la désintégration du Higgs chargé dans le canal  $\tau\nu$  permettra de différencier un modèle de dimensions supplémentaires d'un modèle supersymétrique usuel.

En conclusion, il y a une sensibilité certaine aux différentes phénoménologies dans le cadre de ces modèles de dimensions supplémentaires. Néanmoins, les cadres théoriques s'avèrent peu robustes. En particulier, les calculs ne sont fait qu'au LO, l'impact des corrections radiatives ne sont pas connues. La dépendance forte dans l'échelle de régularisation des contributions des excitations de Kaluza-Klein apporte une grande erreur systématique sur la valeur des sections efficaces attendues pour ces phénomènes. En outre, de nombreux modèles n'adressent pas du tout la question de l'évolution anormale des couplages qui impliquent que les fonctions de structure usuelles du proton obtenues avec les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi puissent être invalides.

### 6.4.2 Recherche dans le secteur des gluons

Le modèle utilisé est présenté dans la référence [27]. Tous les bosons de jauge peuvent se propager dans les dimensions supplémentaires, mais les fermions restent confinés dans les 4 dimensions. Nous nous intéressons plus particulièrement à la propagation du gluon dans les dimensions supplémentaires, avec le formalisme présenté dans la référence [28]. Le travail se fait par simulation de la production de dijets en utilisant le générateur d'événements Pythia [29] couplé au logiciel de simulation rapide du détecteur ATLAS pour la reconstruction : ATLFAST [30]. Pour l'étude de la production de dijets, en plus des processus standard, nous avons implémenté les sections efficaces associées aux diagrammes de la figure 6.5. Dans ces diagrammes,  $g_n^*$  signifie qu'une résonance de Kaluza-Klein a été échangée.

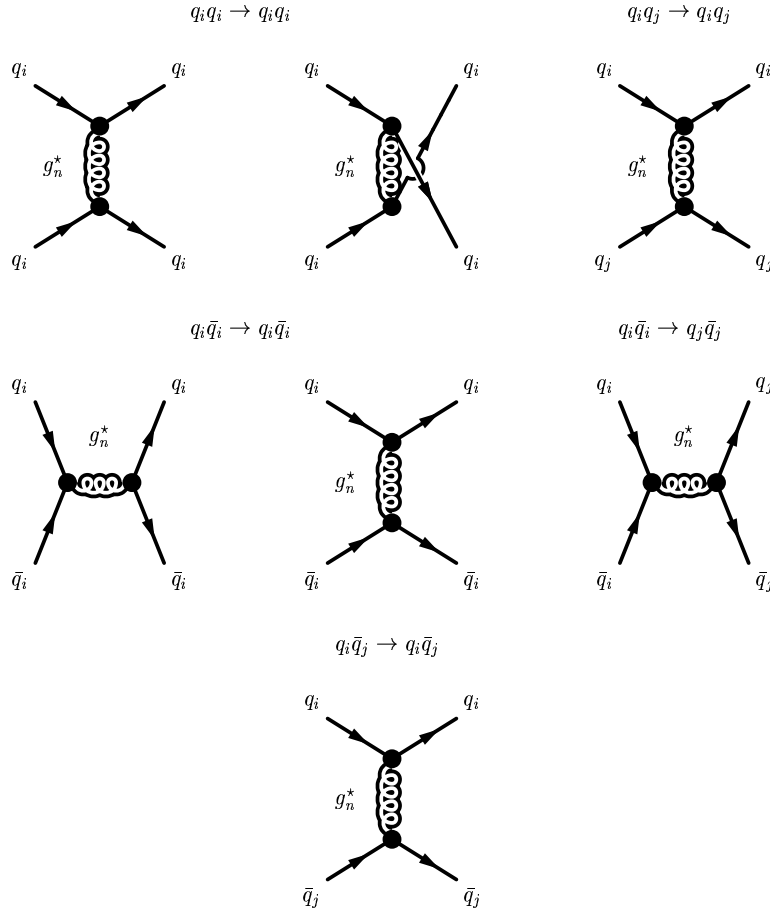


FIG. 6.5 – Diagrammes de Feynman utilisés par Dicus, McMullen, Nandi [28].

Ainsi, le propagateur du gluon est remplacé par :

$$D_{eff}(p) = \sum_{n=0}^N c_n D_n(p). \quad (6.14)$$

avec le propagateur du n-ième résonance de Kaluza-Klein du gluon :

$$D_n(p) = \frac{c_n}{p_n'^2 + im_n \Gamma_n}, \quad (6.15)$$

avec  $p_n'^2 = p^2 - m_n^2$ ,  $c_{n>0} = 2$ ,  $m_n = n/R$ ,  $\Gamma_n = 2\alpha_s m_n$ . Le mode standard du gluon est identifié par le mode 0 et  $c_0 = 1$ .

Pour calculer la section efficace, il est nécessaire d'évaluer les carrés des amplitudes invariantes, qui contiennent les produits de propagateurs de la forme :

$$\frac{1}{2} \left[ D_{eff}^*(p) D_{eff}(q) + D_{eff}(p) D_{eff}^*(q) \right] = \sum_{m,n=0}^N \frac{c_m c_n (p_m'^2 q_n'^2 + m_m \Gamma_m m_n \Gamma_n)}{((p_m'^2)^2 + m_m^2 \Gamma_m^2)((q_n'^2)^2 + m_n^2 \Gamma_n^2)} \quad (6.16)$$

Par ailleurs, à cause de l'échange de gluons dans les diagrammes de renormalisation des couplages, ces derniers évoluent différemment que dans le Modèle Standard. Les nouvelles équations s'écrivent [28] :

$$\alpha_i^{-1}(\mu) = \alpha_i^{-1}(\mu_0) - \frac{b_i - \tilde{b}_i}{2\pi} \ln \frac{\mu}{\mu_0} - \frac{\tilde{b}_i}{4\pi} \int_{r\mu^{-2}}^{r\mu_0^{-2}} \frac{dt}{t} \left[ \vartheta_3 \left( \frac{it}{\pi R^2} \right) \right]^\delta, \quad (6.17)$$

où  $i=1,2,3$  représente les groupes de jauge (interaction forte, faible, électromagnétique) du Modèle Standard, et  $R$  est le rayon de compactification des  $\delta$  dimensions supplémentaires. Les coefficients  $b$  sont respectivement pour le MS :

$$(b_1, b_2, b_3) = (33/5, 1, -3) \quad (6.18)$$

$$(\tilde{b}_1, \tilde{b}_2, \tilde{b}_3) = (3/5, -3, -6) \quad (6.19)$$

Nous avons implémenté [31] le propagateur avec dimensions supplémentaires et la modification de  $\alpha_s$  du gluon dans Pythia pendant le workshop des Houches de 2003.

#### 6.4.2.1 Déviation des sections efficaces

Une première approche de recherche de dimensions supplémentaires se fait par la recherche de déviation des sections efficaces par rapport au Modèle Standard. La figure 6.6 présente les résultats obtenus pour la déviation des section efficaces, en prenant  $P_T > P_{Tmin}$ . Les courbes solides présentent les sections efficaces différentielles de la contribution des Kaluza-Klein  $\sigma_{KK} = \sigma - \sigma_{SM}$ . Les points présentent le résultat des calculs de la référence [28]. La courbe en pointillé présente la section efficace du Modèle Standard. Les différences entre nos résultats en utilisant Pythia et les points théoriques (facteur pouvant aller jusqu'à 2) sont justifiées en particulier par la différence entre les paramétrisations utilisés du proton. Le logiciel de simulation Pythia contenant les éléments de matrice au LO, nous avons utilisé une pdf au LO (CTEQ6l1), ce qui n'est pas le cas de l'étude [28], qui a utilisé la pdf CTEQ3M, au NLO. La partie droite de la figure 6.6 présente la signification  $S = |N_{SM} - N_{XD}| / \sqrt{N_{SM}}$  d'observation de dimensions supplémentaires en fonction de la masse de compactification et de l'impulsion minimale des jets. Il est ainsi possible d'observer une dimension supplémentaire jusqu'à 15 TeV/ $c^2$ .

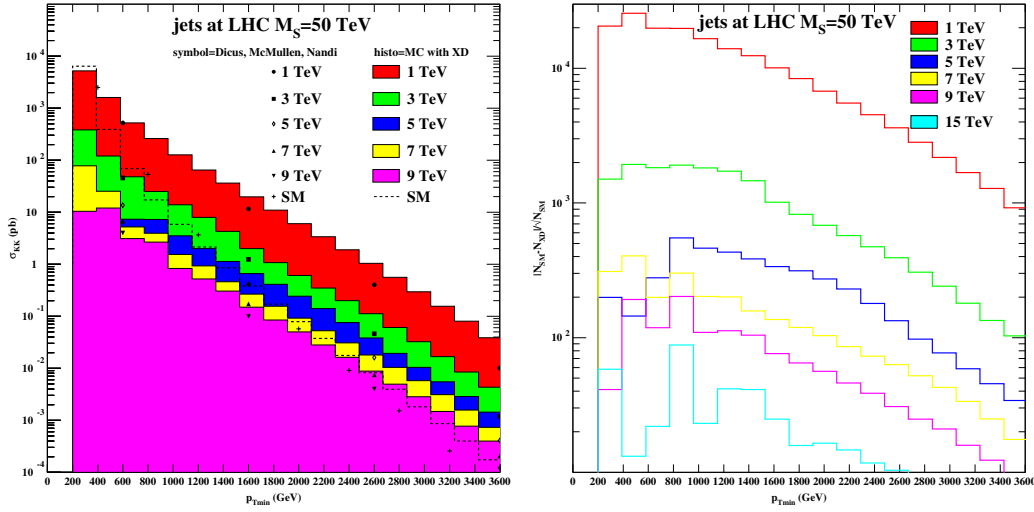


FIG. 6.6 – *Gauche* : section efficace de production de dijets en fonction de l'impulsion minimum des jets et de la masse de compactification. *Droite* : signification du signal de dijets en fonction de l'impulsion minimum des jets et de la masse de compactification, pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

#### 6.4.2.2 Recherche de résonances

Au-delà de la recherche de déviation de section efficace, une stratégie pour observer les dimensions supplémentaires qui soit plus directe est l'observation des résonances de Kaluza-Klein.

Puisque le bruit de fond du Modèle Standard est beaucoup plus important que le signal, il est nécessaire de faire des coupures en impulsion transverse  $p_T$  pour renforcer les contributions de l'intervalle  $\sqrt{s} = M_C$  considéré sans baisser considérablement les événements de dimensions supplémentaires résonants, qui ont lieu pour une haute impulsion transverse. Nous avons utilisé des coupures à  $400 \text{ GeV}/c^2 \cdot M_c [\text{TeV}/c^2]$  pour l'analyse.

Dans le cas d'un processus en voie s, il y a une résonance, car le propagateur du Kaluza-Klein  $\frac{1}{(s-M_{KK}^2)^2 + M_{KK}^2 \Gamma_{KK}^2}$  a un pôle en  $s = M_{KK}^2$  (la singularité est régulée par  $\Gamma_{KK}$ ). Il existe également un processus non résonnant (ISUB 11 :  $q_i q_j \rightarrow q_i q_j$ ), qui ne présente pas de résonance, donc constituant un bruit de fond pour la recherche de résonances. Les autres processus de bruit de fond sont les processus de production de dijets du Modèle Standard : (ISUB 13 :  $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$ , 28 :  $q_i g \rightarrow q_i g$ , 53 :  $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$ , 68 :  $gg \rightarrow gg$ , 81 :  $q_i \bar{q}_i \rightarrow Q_j \bar{Q}_j$ ). La figure 6.7 présente le spectre de masse invariante des résonances dans la voie s (ISUB 12 :  $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_j \bar{q}_j$ ) sous Pythia, pour une masse de compactification de  $1 \text{ TeV}/c^2$ , non exclue pour les modèles où tous les champs de jauge peuvent se propager dans les dimensions supplémentaires. Après ajout du bruit de fond, constitué du bruit de fond QCD standard, et de celui correspondant à la partie non résonante des dimensions supplémentaires, on observe la résonance au-dessus du bruit de fond (Fig. 6.8).

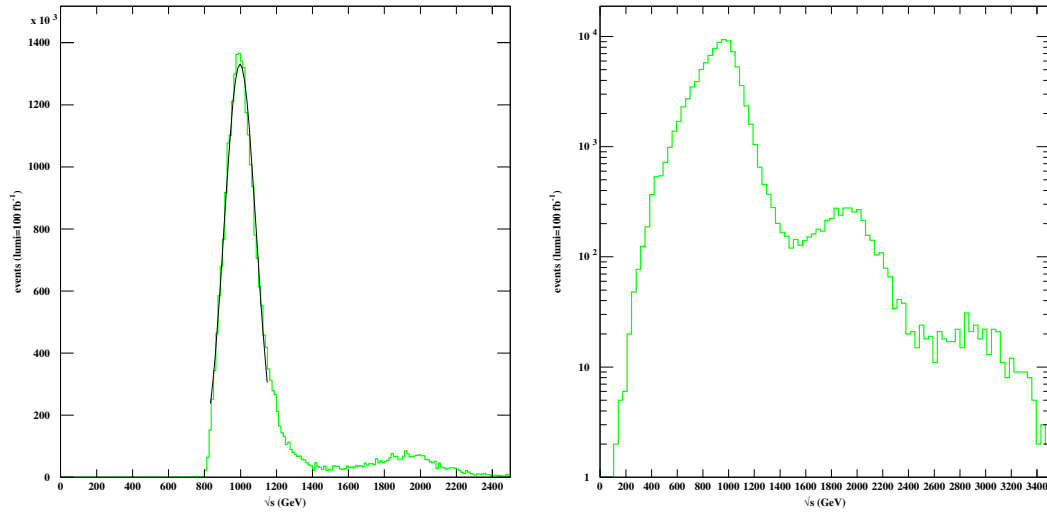


FIG. 6.7 – Spectre équadistant pour une masse de compactification  $M_C = 1 \text{ TeV}/c^2$ .

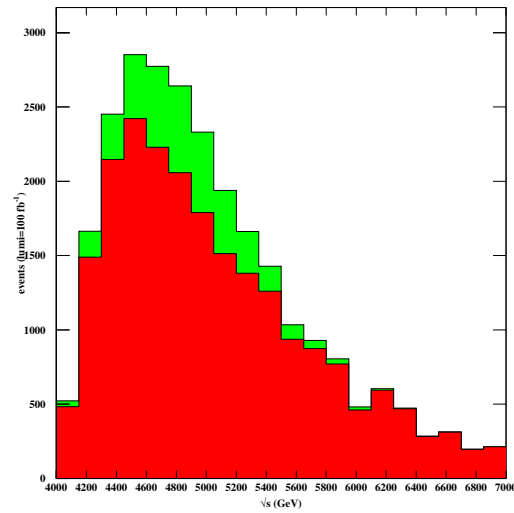


FIG. 6.8 – Spectre en masse invariante du signal résonant (histogramme clair) et du bruit de fond (histogramme foncé) pour une résonance à  $M_C = 5 \text{ TeV}/c^2$ .

Les résultats, présentés dans le tableau 6.1, montrent qu'il est possible de détecter les résonances de Kaluza-Klein jusqu'à une échelle de compactification de  $5 \text{ TeV}/c^2$ , pour un an de haute luminosité  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ .

$M_c \text{ (TeV}/c^2\text{)}$	1	3	5
$S/\sqrt{B}$	$2016 \pm 25$	$174 \pm 1$	$25 \pm 0,6$

TAB. 6.1 – Potentiel de découverte des résonances de Kaluza-Klein au LHC pour une haute luminosité, en fonction de la masse de compactification  $M_C$ .

## 6.5 Conclusion

En conclusion, cette étude montre qu'il est possible pour le détecteur ATLAS d'observer les dimensions supplémentaires, à l'aide de la production de dijets, pour contraindre la masse de compactification jusqu'à  $5 \text{ TeV}/c^2$  dans le cas de la recherche directe, et jusqu'à  $15 \text{ TeV}/c^2$  dans le cas de la recherche indirecte.

Par ailleurs, l'étude a permis de soulever certains problèmes de cohérence dans les modèles utilisés. L'introduction de dimensions supplémentaires doit conduire à une évolution différente de l'évolution des constantes de couplage de celle habituellement utilisée. Or pour les processus ayant lieu au LHC, leur calculs impliquent l'utilisation des densités de partons du proton. Ces densités évoluent avec l'énergie et ne sont pas connues pour les énergies du LHC. L'évolution DGLAP [32] permet de connaître la densité de probabilité d'avoir un parton dans le proton à une énergie  $Q^2$ , à condition de connaître celle à  $Q_0^2$ . Or l'évolution DGLAP ne tient pas compte de modèles avec dimensions supplémentaires.

Bien que les dimensions supplémentaires n'aient pas été observées jusqu'à maintenant, les contraintes actuelles ne sont pas incompatibles avec les modèles de théorie des cordes qui supposent l'existence de 6 à 7 dimensions supplémentaires.

Des aspects expérimentaux à la recherche de dimensions supplémentaires devraient être étudiés pour prolonger le travail. Au lieu de l'utilisation d'une simulation rapide, une simulation complète s'impose pour étudier précisément la réponse du détecteur. La résolution du calorimètre hadronique étant plus faible que celle du calorimètre électromagnétique, une calibration des jets sur une grande extension en impulsion transverse doit être étudiée. Il convient de bien maîtriser les fonds QCD, notamment l'échelle d'énergie (energy scale), c'est-à-dire l'ensemble des coefficients permettant de remonter à la véritable énergie des jets par rapport à celle mesurée. Enfin, l'énergie manquante doit être bien maîtrisée pour comprendre la phénoménologie de propagation de graviton dans les dimensions supplémentaires. Atlas a une sensibilité certaine à cette physique des dimensions supplémentaires. À cause des incertitudes qui entâchent les calculs des sections efficaces attendus, il faut attendre les données pour voir si l'ordre de grandeur des sections efficaces de ces phénomènes sont observés.

# Bibliographie

- [1] M. Besançon, Des petits x aux grandes dimensions supplémentaires en passant par la supersymétrie, mémoire d'habilitation à diriger des recherches.
- [2] G. Nordström, On the possibility of a unification of the electromagnetic and gravitation field, Phys. Z. 15:504, 1914.
- [3] T. Kaluza, On the problem of unity in physics, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Math. Phys. K1:966, 1921.
- [4] O. Klein, Quantum theory and five-dimensional theory of relativity, Z. Phys. 37:895, 1926.  
The atomicity of electricity as a quantum theory law, Nature 118:516, 1926.
- [5] I. Antoniadis, Phys. Lett., B246:377, 1990.  
J. D. Lykken, Phys. Rev., D54:3693, 1996.  
I. Antoniadis, M. Quiros, Phys. Lett., B392:61, 1997.
- [6] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter, Phys. Lett., B429:263, 1998, hep-ph/9803315.
- [7] L. Randall, R. Sundrum : A large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension, Phys. Rev. Lett. 83:3370, 1999, hep-ph/9905221.
- [8] K. R. Dienes, E. Dudas, T. Gherghetta, Grand unification at intermediate mass scales through extra dimensions, Nucl. Phys., B537:47, 1999.
- [9] Site internet PhysicsWeb :  
<http://physicsweb.org/>
- [10] G. Azuelos, D. Cavalli, H. Przysiezniak, L. Vacavant, Search for the Radion using the ATLAS Detector, The possibility of observing the radion using the ATLAS detector at LHC is investigated, LSN-ATLAS-2002-019; ATL-COM-PHYS-2002-029.
- [11] H. B. G. Casimir, Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch., B51:793, 1948.



- [12] S. Lamoreaux, Phys. Rev. Lett. 78:5, 1996.
- [13] M. K. Bantel, R. D. Newman, Class. Quantum Gravity 17:2313, 2000.
- [14] C.D. Hoyle et al., Physics Rev. Lett. 86:1418, 2001.  
E. G. Adelberger, EÖT-WASH GROUP : Sub-millimeter tests of the gravitational inverse square law.
- [15] J. C. Long, H. W. Chan, J. C. Pride, hep-ph/9805217.  
J. C. Long, A. B. Churnside, J. C. Price, hep-ph/009062.  
J. C. Long, H. W. Chan, A. B. Churnside, E. A. Gulbis, M. C. M. Varney, J. C. Price, hep-ph/0210004.
- [16] L. Haiberger, N. Lümme, S. Schiller, A resonance sensor for the search for deviations from newtonian gravity at small distances, may 2001 (non publié).
- [17] J. Chiaverini, S. J. Smullin, A. A. Geraci, D. M. Weld, A. Kapitulnik, hep-ph/0209325.
- [18] Michele Prata, Study of the leptonic decays of the Kaluza-Klein excitations of the W boson in the ATLAS detector at the LHC, PhD thesis, University Pavia.
- [19] S. Mele, Experimental Constraints on Extra Dimensions, EPS 2003, Aachen, 18/07/2003.
- [20] T. Appelquist, H.-C. Cheng, B. A. Dobrescu, Bounds on Universal Extra Dimensions, hep-ph/0012100v2.
- [21] S. Eidelman et al., Phys. Lett., B592:1, 2004.
- [22] L. Vacavant, I. Hinchliffe, Signals of Models with Large Extra dimensions in ATLAS, SN-ATLAS-2001-005.  
V. Kabachenko, A. Miagkov, A. Zenin, Sensitivity of the ATLAS detector to extra dimensions in di-photon and di-lepton production processes, ATL-PHYS-2001-012.
- [23] B. C. Allanach, K. Odagiri, M. A. Parker, B. R. Webber, Searching for narrow graviton resonances with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider, ATL-PHYS-2000-029.
- [24] G. Polesello, M. Prata, EPJ Direct, C32 Sup. 2:55-67, 2004.  
G. Azuelos, G. Polesello, Prospects for the detection of Kaluza-Klein excitations of gauge bosons in the ATLAS detector at the LHC.

- [25] T. Appelquist, H-C. Cheng, B. A. Dobrescu, Bounds on Universal Extra Dimensions, hep-ph/0012100.
- [26] K. A. Assamagan, A. Deandrea, The hadronic  $\tau$  decay of a heavy charged Higgs in models with singlet neutrino in large extra dimensions, ATL-PHYS-2001-019.
- [27] C. Balázs, B. Laforge, Probing TEV-scale gauge unification by hadronic collisions, Phys. Lett., B525:219-224, 2002.
- [28] D. A. Dicus, C. D. McMullen, S. Nandi, priv. comm.  
D. A. Dicus, C. D. McMullen, S. Nandi, Collider Implications of Kaluza-Klein Excitations of the Gluons, hep-ph/0012259v3.  
D. A. Dicus, C. D. McMullen, S. Nandi, Collider Implications of Kaluza-Klein Excitations of the Gluons, Phys. Rev., D65:076007, 2002.
- [29] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Comp. Phys. Commun. 135:238, 2001.
- [30] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, ATLFast 2.0 a fast simulation package for ATLAS, ATL-PHYS-98-131(1998).
- [31] C. Balazs, M. Escalier, S. Ferrag, B. Laforge, G. Polesello, The sensitivity of the LHC for TeV scale dimensions in dijet production, Proceeding of Les Houches 2003 : Physics at TeV colliders.
- [32] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15:78, 1972.  
G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys., B126:298, 1977.  
Yu. L. Dokshitzer, JETP 46:641, 1977.



# Conclusion

Cette thèse porte essentiellement sur la recherche du boson de Higgs standard dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Le bruit de fond réductible, composé d'événements avec un ou deux jets mal identifiés en photons, est de l'ordre de 20 millions de fois supérieur au signal. Le calorimètre électromagnétique est impliqué pour vaincre ce fond en nécessitant une excellente reconstruction des photons. En conséquence, un taux de réjection des jets de l'ordre de 5000 doit être obtenu.

Nous avons montré que, depuis l'analyse présentée dans le document de référence «TDR» de 1999, des avancées importantes avaient été apportées tant au niveau des calculs théoriques qu'au niveau de la description du détecteur. Grâce à la simulation détaillée du détecteur (données DC1), nous avons étudié l'efficacité de reconstruction des photons et le pouvoir de réjection des jets. Nous avons montré que le bruit de fond réductible était constitué de deux types de bruit de fond dont la nature des jets est différente : jets de quark et jets de gluons. Grâce à l'utilisation de Resbos et HiGlu, nous avons pu évaluer le potentiel de découverte du canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$  à l'ordre suivant du développement perturbatif (NLO). En particulier, le programme ResBos permet l'obtention du spectre en  $P_T$  des photons. Grâce à la connaissance de ce spectre, nous avons développé une méthode de maximum de vraisemblance utilisant l'impulsion transverse du système de photons et l'angle d'un des photons dans le référentiel du centre de masse. Cette approche permet d'augmenter la signification de découverte du Higgs de l'ordre de 40 % par rapport à notre propre analyse standard, cette dernière faisant augmenter le pouvoir de découverte de l'ordre de 50 % par le passage du LO au NLO. Un gain en signification de 230 % est finalement trouvé en comparaison avec le TDR. Les résultats montrent que la découverte de boson de Higgs dans ce canal peut être faite dès une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$ .

Un des problèmes théoriques concernant le boson de Higgs est la très grande sensibilité de sa masse aux corrections radiatives, qui vont la faire diverger à grande énergie. Ce problème, connu sous le nom de problème de hiérarchie, peut trouver une solution par l'introduction de dimensions supplémentaires d'espace. Nous avons montré que, dans le cas où les gluons accèdent à de telles dimensions, il était possible de découvrir l'existence de dimensions supplémentaires jusqu'à une échelle de compactification de  $15 \text{ TeV}/c^2$ .

Par ailleurs, nous avons participé aux tests de l'électronique du calorimètre électromagnétique qui ont eu lieu à Brookhaven. Ils ont permis de valider la conception des cartes d'électronique dont la responsabilité était liée au LPNHE, autorisant la production en série des différentes cartes.